

Sommaire

Liste des figures	viii
Liste des tables	xi
Remerciements	xiii
1 Introduction	1
1.1 Généralités	1
1.1.1 Orbite	1
1.1.2 La planète Jupiter	1
1.1.3 Composition chimique	3
1.1.4 Structure interne	3
1.2 Atmosphère de Jupiter	6
1.2.1 Structure verticale	6
1.2.2 Bandes : zones et ceintures	8
1.2.3 Aérosols, brumes et nuages	8
1.2.4 Courants-jets	10
1.2.5 Cyclones et anticyclones	11
1.2.6 Orages convectifs	13
1.2.7 Turbulence de moyenne échelle	14
1.3 Contexte en modélisation	14
1.3.1 Modèles profonds	15
1.3.2 Modèles météorologiques	16
1.3.3 Défis	17
1.4 Approche de la thèse	17
1.4.1 Problématique	17
1.4.2 Plan	19
2 Vers un modèle global de climat pour Jupiter	21
2.1 Principes généraux	21
2.1.1 Modèles de circulation générale et modèles globaux de climat	21
2.1.2 Structure d'un GCM	22
2.2 Le modèle DYNAMICO-giant	22
2.2.1 Historique	22
2.2.2 Cœur dynamique	23
2.2.3 Paramétrisations physiques	27
2.3 Configuration du GCM	29

2.3.1	Discrétisation spatiale et temporelle	29
2.3.2	Conditions aux limites	30
3	Simulations GCM de l’atmosphère de Jupiter avec transfert radiatif complet	33
3.1	Description des phénomènes simulés	33
3.1.1	Jets	33
3.1.2	<i>Eddies</i>	36
3.1.3	Structure thermique	39
3.2	Analyse dynamique	42
3.2.1	Conditions d’instabilité	42
3.2.2	Énergie et spectres	44
3.2.3	Choix d’une simulation de référence	51
4	Le modèle du thermique adapté à Jupiter	55
4.1	Le choix d’une nouvelle paramétrisation de la convection sur Jupiter	55
4.1.1	Quelques définitions	55
4.1.2	Modèle du thermique	56
4.2	Grandeurs utiles pour la convection sèche et humide	59
4.2.1	Température potentielle	59
4.2.2	Rapport de mélange	60
4.2.3	Température virtuelle	60
4.2.4	Température potentielle virtuelle	61
4.2.5	Flottabilité du panache	61
4.3	Formulation du modèle du thermique	61
4.3.1	Flux de masse et transport	61
4.3.2	Calcul de la vitesse de l’ascendance	63
4.3.3	Relation de fermeture	64
4.3.4	Tests de contrôle	65
4.3.5	Mélange	66
4.4	Exploration de simulations unidimensionnelles	69
4.4.1	Convection sèche	69
4.4.2	Convection humide	70
4.4.3	Conclusions de l’étude de sensibilité	74
5	Simulations GCM de l’atmosphère de Jupiter avec le modèle du thermique	75
5.1	Convection nuageuse dans le GCM	75
5.1.1	Nouvelle configuration du modèle	75
5.1.2	Variabilité spatiale	76
5.2	Effet de la convection sur les résultats du GCM	79
5.2.1	Structure thermique	79
5.2.2	Jets et <i>eddies</i>	80
5.3	Analyse dynamique	87
5.3.1	Lien entre convection et circulation générale	87
5.3.2	Diagnostics d’activité des <i>eddies</i> et d’instabilité	90
5.3.3	Énergie et spectres	95
5.4	Comparaison à d’autres modèles météorologiques de Jupiter	99
5.4.1	Hypothèses et méthodes des modèles comparés	99

5.4.2 Mécanismes de formation et d'entretien des jets	102
6 Conclusion	105
Bibliographie	107
Rapport d'activité	115



Liste des figures

1	Introduction	2
1.1	Jupiter	2
1.2	Structure interne de Jupiter	3
1.3	Diagramme de phase de l'hydrogène	4
1.4	Profil vertical de température de Jupiter	7
1.5	Structure verticale des nuages	9
1.6	Structure en jets alternés de la troposphère jovienne	10
1.7	Illustration des différents phénomènes atmosphériques de Jupiter	12
1.8	Observations des éclairs par la sonde Juno	13
1.9	Observation de l'activité des <i>eddies</i> par la sonde Cassini	15
1.10	Modèles profonds	16
1.11	Échelles spatiales et temporelles caractéristiques de l'atmosphère de Jupiter	18
2	Vers un modèle global de climat pour Jupiter	22
2.1	Schématisation de la démarche de modélisation employée dans la thèse	22
2.2	Méthode de construction de la grille icosahédrique de DYNAMICO	25
2.3	Grille hexagonale et points d'interpolation	26
2.4	Structure thermique obtenue avec le modèle radiatif-convectif 1D	28
3	Simulations GCM de l'atmosphère de Jupiter avec transfert radiatif complet	34
3.1	Évolution temporelle de la moyenne zonale du vent zonal	34
3.2	Moyenne zonale du vent zonal en fonction de la latitude	35
3.3	Moyenne zonale du vent zonal en fonction de la latitude et de la pression	36
3.4	Instantanés du vent simulé	38
3.5	Énergie cinétique des <i>eddies</i>	40
3.6	Variations d'activité des <i>eddies</i> dans les champs de vent	41
3.7	Moyenne zonale de la température en fonction du temps	42
3.8	Moyenne zonale de la température en fonction de la latitude	43
3.9	Conditions d'instabilités	45
3.10	Évolution temporelle de l'énergie cinétique de l'écoulement	47
3.11	Spectre théorique de l'énergie et échelles caractéristiques de l'écoulement	48
3.12	Spectres d'énergie de l'écoulement	50
3.13	Flux spectraux d'énergie et d'entrophie	52

4	Le modèle du thermique adapté à Jupiter	58
4.1	Principe général du modèle du thermique	58
4.2	Entrainement et détrainement en fonction de Γ/w^2	64
4.3	Simulation 1D de la convection sèche par le modèle du thermique	69
4.4	Étude de sensibilité du modèle du thermiques à ses paramètres libres	71
4.5	Simulations 1D de la convection humide avec le modèle du thermique	73
5	Simulations GCM de l’atmosphère de Jupiter avec le modèle du thermique	77
5.1	Moyenne zonale de la vitesse verticale des panaches	77
5.2	Instantané de la vitesse verticale des panaches	78
5.3	Structure thermique	80
5.4	Moyenne zonale du vent zonal en fonction de la latitude	81
5.5	Moyenne zonale du vent zonal en fonction de la latitude et de la pression	82
5.6	Instantanés du vent zonal simulé	85
5.7	Instantanés du vent méridien simulé	86
5.8	Corrélations entre activité convective et jets	88
5.9	Corrélations entre activité convective et jets	89
5.10	Atlas dynamique n° 1	91
5.11	Atlas dynamique n° 2	92
5.12	Atlas dynamique n° 3	93
5.13	Atlas dynamique n° 4	94
5.14	Évolution temporelle de l’énergie cinétique de l’écoulement	96
5.15	Spectres d’énergie de l’écoulement	98
5.16	Flux spectraux d’énergie	100
5.17	Flux spectraux d’ensrophie	101

Liste des tables

1	Introduction	5
1.1	Table des abondances atmosphériques	5
2	Vers un modèle global de climat pour Jupiter	32
2.1	Table des paramètres du modèle de circulation générale	32
4	Le modèle du thermique adapté à Jupiter	67
4.1	Table des variables et des paramètres du modèle du thermique	67
4.2	Table des équations du modèle du thermique	68

Remerciements

Tout d’abord je souhaiterais remercier le Domaine d’Intérêt Majeur “Astrophysique et des Conditions d’Apparition de la Vie” (DIM ACAV+) et la région Île-de-France ainsi que le Centre Informatique National de l’Enseignement et de la Recherche (CINES) sans lesquels il n’y aurait pas eu de thèse faute d’avoir le financement et les centaines de milliers d’heures de calcul nécessaires à sa réalisation.

Je remercie Catherine Rio, Tristan Guillot, Franck Selsis et Thierry Fouchet d’avoir accepté de faire partie du Jury, formulé des commentaires pertinents et posés des questions intéressantes. J’en profite pour m’excuser auprès de Roland Young et de Franck Selsis pour le micmac administratif et le court délais de rédaction du rapport qui en découla.

Je remercie le personnel de l’école doctorale des science de l’environnement d’Île-de-France et du Laboratoire de Météorologie Dynamique qui a assuré le bon fonctionnement administratif, technique et matériel de cette thèse et de sa soutenance.

Je remercie les membres du comité de suivi, Thierry Fouchet et Thomas Dubos, d’avoir suivi l’avancée de mes travaux pendant les trois ans et demi qu’ils ont duré.

Je remercie l’équipe planétologie du LMD de m’avoir permis de participer à des conférences et des *workshops* internationaux, notamment la seconde édition du *CPS/WTM Mini-Workshop on Planetary Atmospheres*. A ce sujet, je suis reconnaissant envers Ehouarn Millour de m’avoir avancé le prix de l’hôtel au Japon. J’en profite également pour remercier au passage Jérémy Leconte pour m’avoir dépanner d’un hébergement pendant la semaine de la SF2A de 2018.

Je remercie chaleureusement mes directeurs de thèse, Aymeric Spiga et Sandrine Guerlet, de leur confiance, de leur soutien plus que bienvenu, de leur rigueur et de leurs conseils.

N’oublions pas de mentionner tous les non-permanents qui ont également contribué à cette ambiance de travail qui semble assez spécifique au LMD et dont la liste est trop longue pour être citée ici. Bon courage à eux pour la suite. *Oui, oui, aussi aux martiens même si tout le monde sait que les vraies atmosphères commencent à 0,1 bar...*

Et pour finir, merci à mes parents pour leur soutien logistique et moral indéfectible.

Introduction

Dans ce chapitre, nous introduisons des éléments clés sur l’environnement jovien utiles pour la compréhension de cette thèse. La première section est une description générale de Jupiter allant de son orbite à sa structure interne en finissant par une définition de l’atmosphère telle qu’elle sera considérée dans la suite de ce travail. La deuxième section s’intéresse plus en détail à l’atmosphère et aux différents phénomènes qui y sont observés. La troisième section est dédiée aux deux grands types de modèles d’atmosphères traitant le cas de Jupiter et à leurs résultats. A aucun moment il ne s’agit d’être exhaustif mais plutôt d’introduire les points importants pour la compréhension de ce travail tout en mettant en avant les récentes découvertes de la mission Juno (en orbite autour de Jupiter depuis juillet 2016). La dernière section pose les principales questions qui ont motivé ce travail et annonce la démarche qui a été suivie pour progresser dans leur résolution.

1.1 Généralités

1.1.1 Orbite

Jupiter est la cinquième planète du système solaire. Située entre 4,95 et 5,46 unités astronomiques (ua) du Soleil, Jupiter effectue une révolution en 11,9 années terrestres. Ceci fait que le flux solaire reçu est d’environ 50 W m^{-2} , ce qui est 27 fois plus faible que sur la Terre. Un jour sur Jupiter dure 9,93 heures (35740 secondes), ce qui en fait la planète à la rotation propre la plus rapide du système solaire. Ce simple fait rend la dynamique atmosphérique de Jupiter sensiblement différente de celle de la Terre comme cela sera vu en section 1.2. Cette rotation s’effectue autour d’un axe incliné de $3,13^\circ$ par rapport au plan de l’écliptique. Par conséquent les variations saisonnières doivent être faibles. En fait, ces variations sont dominées par l’excentricité (c’est-à-dire la distance au Soleil) plutôt que par l’obliquité (c’est-à-dire l’angle d’incidence des rayons) contrairement à ce qui se passe sur Terre.

1.1.2 La planète Jupiter

Jupiter est aussi la plus grande et la plus massive planète du système solaire avec un rayon volumétrique (*i.e.* le rayon qu’aurait une sphère de même volume) moyen de $6,9911 \cdot 10^4 \text{ km}$ et une masse de $1,9 \cdot 10^{27} \text{ kg}$. Cependant, sous l’effet de sa rotation rapide, elle s’aplatit significativement d’où une différence de 6% entre son rayon équatorial ($7,1492 \cdot 10^4 \text{ km}$) et son rayon polaire ($6,6854 \cdot 10^4 \text{ km}$). L’accélération de la gravité y est de $24,79 \text{ m s}^{-2}$ à l’équateur, soit 2,4 fois celle de la Terre. Jupiter possède un champ magnétique notable – le 2^{ème} du système solaire après le Soleil – dont l’intensité est comprise entre 4 et 13 Gauss aux alentours de 1 bar. Ce champ magnétique entraîne la formation d’aurores polaires très intenses de forme ovale.



FIGURE 1.1 – *Jupiter observé par Hubble en 2014.*

1.1.3 Composition chimique

Jupiter est une planète géante gazeuse composée d'hydrogène à 86,3% et d'hélium à 13,4%. La mission Galileo a pu mesurer *in situ* les abondances des éléments présents dans l'atmosphère sous forme de gaz comme le carbone (sous forme de méthane), l'azote (sous forme d'ammoniac) ou les gaz nobles. Les valeurs sont données dans la table 1.1.4. Jupiter semble enrichi en éléments lourds d'un facteur 2 à 4 par rapport au Soleil, sauf en ce qui concerne l'oxygène et le néon. La faible valeur obtenue pour l'oxygène peut s'expliquer par l'aridité du lieu de la mesure. En effet, la sonde a pénétré l'atmosphère jovienne au niveau d'un "point chaud" (*hot spot* en anglais), c'est-à-dire d'un point très brillant dans l'infrarouge thermique car provenant des basses couches de l'atmosphère. L'atmosphère devant être dépourvu de nuages pour que ce signal soit capté, les points chauds doivent être des endroits très secs (*cf.* section 1.2). Quant à la faible abondance du néon, elle peut être due à la pluie d'hélium (*cf.* sous-section 1.1.4). De manière plus générale, une connaissance fine de la composition de Jupiter permettrait de discriminer les différents scénarios de formation de Jupiter et du système solaire. C'est d'ailleurs l'un des objectifs de la mission Juno, notamment par la déduction de l'abondance en oxygène à travers la mesure de celle de l'eau.

1.1.4 Structure interne

L'intérieur de Jupiter peut être décrit grossièrement comme étant structuré en trois couches. Ces trois couches sont – de l'extérieur vers l'intérieur – une enveloppe d'hydrogène moléculaire située entre 10 μ bar et 2 Mbar, une seconde enveloppe d'hydrogène métallique "liquide" entre 2 et 40 Mbar et un noyau d'éléments lourds au centre (*cf.* figure 1.2). Les profondeurs supérieures à quelques centaines de bar nous étant inaccessibles, cette description repose essentiellement sur des modèles d'intérieur planétaire (*e.g.* les modèles utilisés par Guillot (2005) ou Hubbard et Militzer (2016)) et des observations indirectes (*e.g.* le champ de gravité).

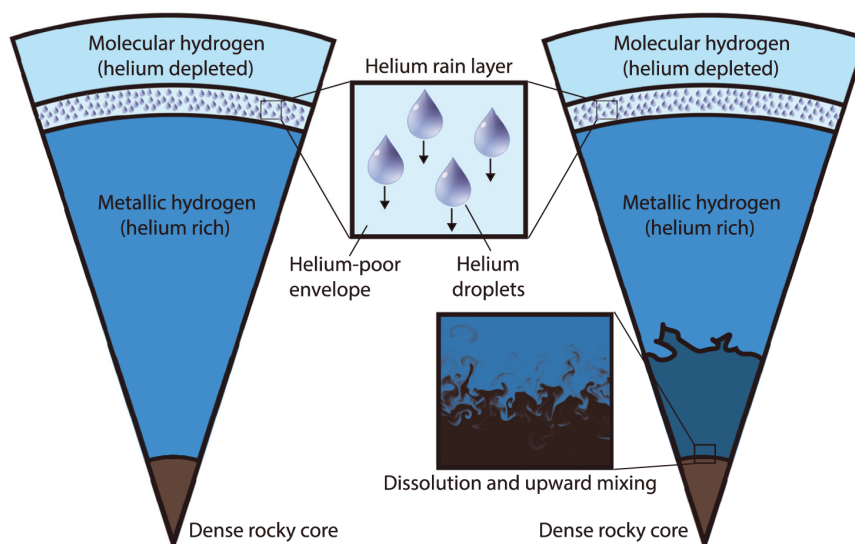


FIGURE 1.2 – À gauche : structure interne de Jupiter avec un cœur rocheux entièrement solide (image extraite de Hubbard et Militzer (2016)). À droite : structure interne de Jupiter avec un cœur rocheux partiellement dilué (image extraite de Wahl et al. (2017)).

Hydrogène moléculaire

L'hydrogène moléculaire constituant la première enveloppe de Jupiter est gazeux en surface et supercritique en profondeur (à partir de 13 bar, *cf.* figure 1.3). Le milieu devient donc continûment de plus en plus dense au fur et à mesure que nous nous enfonçons dans Jupiter et que la pression et la température augmentent. Cette couche est homogène en composition et sa température suit principalement le gradient adiabatique sec du fait que la convection domine les transferts de chaleur – sauf dans les zones de faible opacité où les phénomènes radiatifs prennent de l'ampleur et dans les nuages.

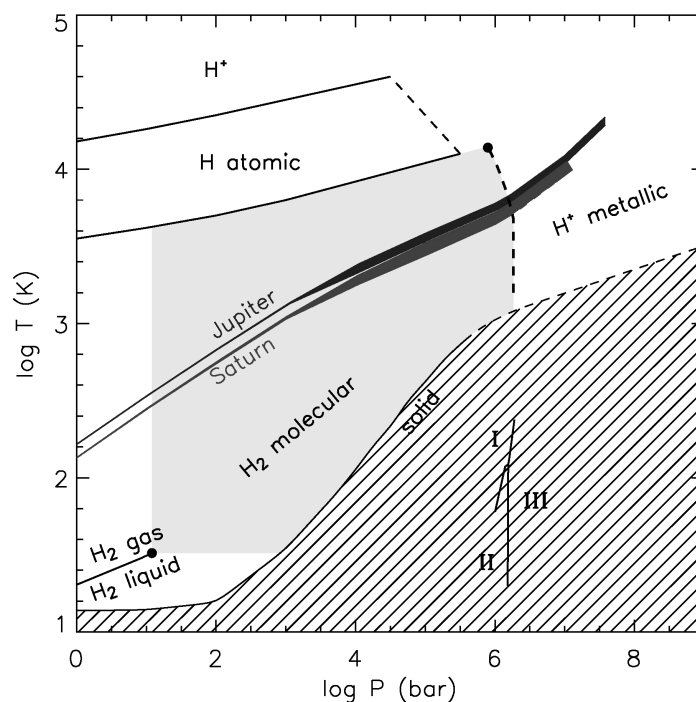


FIGURE 1.3 – Diagramme de phase de l'hydrogène tiré de Guillot (2005). Les profils pression-température de Jupiter (trait noir) et Saturne (trait gris) y sont représentés. Nous pouvons voir que Jupiter est composé d'hydrogène moléculaire d'abord gazeux puis supercritique (région grisée) et d'hydrogène métallique. Les tirets intersectés par ces profils représentent l'éventuelle Plasma Phase Transition (PPT).

Hydrogène métallique

L'enveloppe d'hydrogène métallique fluide débute vers 2 Mbar. Nous ignorons s'il y a une transition de phase – la PPT pour *Plasma Phase Transition* – ou une évolution continue des propriétés physiques comme entre les états gazeux et supercritiques. Indépendamment de cela, il existe un domaine de pression et de température dans lequel l'hélium n'est plus miscible dans l'hydrogène. Il est probable que ces conditions soient présentes sur Jupiter aux alentours de la transition entre hydrogène moléculaire et hydrogène métallique (*i.e.* aux alentours de 2 Mbar) dont l'extension précise n'est pas connue avec certitude. Il en résulterait alors une pluie de gouttes riches en hélium tombant dans un fluide pauvre en hélium. Cette pluie pourrait expliquer à la fois la faible abondance de l'hélium par rapport à son abondance estimée dans la nébuleuse protosolaire et la faible abondance du néon par rapport à son abondance solaire, celui-ci étant dissous préférentiellement dans les gouttes d'hélium (Wilson et Militzer, 2010) et drainé vers les profondeurs.

Élément	Altitude	N_i/N_{H_2}	Jupiter/Soleil	Source
He	Stratosphère $p < 0,1$ bar	$0,157 \pm 0,004$	$0,81 \pm 0,02$	Niemann <i>et al.</i> (1998) Galileo/GPMS
H ₂ O	Stratosphère $p < 0,1$ bar	$(2 - 20) \times 10^{-9}$		Feuchtgruber <i>et al.</i> (1997) ISO/SWS
	Troposphère $p = 12$ bar	$(6 \pm 3) \times 10^{-5}$		Niemann <i>et al.</i> (1998) Galileo/GPMS
	Troposphère $17,6 < p < 20,9$ bar	$(4,9 \pm 1,6) \times 10^{-4}$	$0,3 \pm 0,1$	Wong <i>et al.</i> (2004) Galileo/GPMS
	Troposphère $0,7 < p < 30$ bar	$(3 \pm 2) \times 10^3$ ppm	3 ± 2	C. Li <i>et al.</i> (2020) Juno/MWR
CH ₄	Troposphère $0,5 < p < 3,8$ bar	$(2,1 \pm 0,4) \times 10^{-3}$	$2,9 \pm 0,5$	Niemann <i>et al.</i> (1998) Galileo/GPMS
	Troposphère $0,5 < p < 3,8$ bar	$(2,4 \pm 0,6) \times 10^{-3}$	$3,3 \pm 0,8$	Wong <i>et al.</i> (2004) Galileo/GPMS
C ₂ H ₆	Stratosphère $p < 0,1$ bar	$(1 - 5) \times 10^{-6}$	-	Kostiuk <i>et al.</i> (1983) MacMath
C ₂ H ₂	Stratosphère $p < 0,1$ bar	$(3 - 10) \times 10^{-8}$	-	Noll <i>et al.</i> (1986) IRTF
NH ₃	Troposphère $p > 7$ bar	$(7 \pm 1) \times 10^2$ ppm		Folkner <i>et al.</i> (1998) Galileo/Occultation radio
	Troposphère $0,5 < p < 2$ bar	$(0,2 - 1) \times 10^{-5}$		Sromovsky <i>et al.</i> (1998) Galileo/NFR
	Troposphère $8,9 < p < 11,7$ bar	$(6,6 \pm 2,5) \times 10^{-4}$	3 ± 1	Wong <i>et al.</i> (2004) Galileo/GPMS
	Atm. profonde $p \sim 100$ bar	$(3,6 \pm 0,3) \times 10^2$ ppm		C. Li <i>et al.</i> (2017) Juno/MWR
H ₂ S	Troposphère $15,7 < p < 19$ bar	$(9 \pm 2) \times 10^{-5}$	$2,8 \pm 0,7$	Wong <i>et al.</i> (2004) Galileo/GPMS
Ne	Troposphère $0,5 < p < 12$ bar	$2,64 \times 10^{-5}$	$0,10 \pm 0,01$	Atreya <i>et al.</i> (2003) Galileo/GPMS
	Troposphère $0,5 < p < 22$	$2,3 \times 10^{-5}$	0,1	Mahaffy <i>et al.</i> (2000) Galileo/GPMS
Ar	Troposphère $0,5 < p < 22$	$1,82 \times 10^{-5}$	$2,5 \pm 0,5$	Mahaffy <i>et al.</i> (2000) Galileo/GPMS
Kr	Troposphère $5 < p < 16$ bar	$9,3 \times 10^{-9}$	$2,7 \pm 0,5$	Mahaffy <i>et al.</i> (2000) Galileo/GPMS
Xe	Troposphère $5 < p < 16$ bar	$8,9 \times 10^{-10}$	$2,6 \pm 0,5$	Mahaffy <i>et al.</i> (2000) Galileo/GPMS

TABLE 1.1 – *Abondances des principales espèces composant l'atmosphère de Jupiter. Les abondances solaires utilisées pour calculer le ratio Jupiter/Soleil proviennent toutes de Anders et Grevesse (1989) sauf dans C. Li et al. (2020) qui utilisent des valeurs très proches mises à jour dans Asplund et al. (2009).*

La couche d'hydrogène métallique étant électriquement conductrice, elle va se retrouver liée au champ magnétique par les forces de Laplace ce qui aura comme conséquence de leur faire adopter le même mouvement de rotation solide. Ainsi, bien que l'hydrogène métallique soit fluide, les vents vont être freinés jusqu'à devenir négligeables à partir d'une certaine profondeur. C'est d'ailleurs en utilisant cet effet et le fait que le champ magnétique a son axe incliné par rapport à l'axe de rotation qu'une vitesse de rotation pertinente peut être déduite pour Jupiter (*e.g.* le système III de Dessler (1983)). La profondeur à partir de laquelle champ magnétique et matière interagissent est une information de première importance pour les modèles d'intérieur comme les modèles d'atmosphère. Elle a pu être estimée pour la première fois grâce à la mesure des harmoniques du potentiel gravitationnel par la sonde Juno (Kaspi *et al.* (2018) et Guillot *et al.* (2018), *cf.* section 1.2.4).

Noyau

Les éléments lourds sont principalement concentrés dans le noyau. Les modèles prévoient qu'un noyau entièrement solide serait d'environ 10 masses terrestres mais il est possible que ce dernier soit au moins partiellement dissous dans l'hydrogène métallique. En effet, les harmoniques du champ de gravité mesurées par la sonde Juno sont davantage compatibles avec des noyaux dilués (*fuzzy* ou *dilute* en anglais) (Wahl *et al.*, 2017). Ceux-ci ont des masses allant de 6 à 27 masses terrestres, les noyaux les plus massifs étant aussi les moins denses et les plus étendus.

Flux de chaleur interne

Contrairement à la Terre dont la chaleur interne actuelle est principalement due à la désintégration d'éléments radioactifs, la chaleur interne de Jupiter est résiduelle de sa formation. Elle est éventuellement accrue par l'énergie libérée par la séparation gravitationnelle de l'hydrogène et de l'hélium dans la zone d'immiscibilité. Ce flux de chaleur dite interne est mesurable à travers le bilan radiatif de la planète. La dernière estimation en date de ce flux a été réalisée par L. Li *et al.* (2018) à partir des mesures prises par les instruments CIRS, ISS et VIMS de la sonde Cassini lors de son survol de Jupiter en 2000-2001. La valeur obtenue pour le flux de chaleur interne est de $7,48 \text{ W m}^{-2}$ (L. Li *et al.*, 2018). Cela représente environ un septième de la constante solaire (*cf.* sous-section 1.1.1) mais est surtout plus élevé que le flux solaire absorbé ($6,6 \text{ W m}^{-2}$).

De plus, dès les premières observations de Jupiter (Ingersoll (1976) ; Pirraglia (1984)), il est apparu que l'émission thermique (provenant du niveau de pression $\sim 1 \text{ bar}$) était constante avec la latitude. Or le chauffage par le Soleil diminue avec la latitude ce qui signifie que le flux de chaleur interne doit le compenser pour que la température à l'équateur soit la même qu'aux pôles. Il n'y a cependant aucune raison que ce flux varie intrinsèquement avec la latitude compte tenu de son origine physique, ce qui laisse plutôt penser qu'il existe en profondeur un processus dynamique encore mal défini transportant la chaleur de l'équateur vers les pôles.

1.2 Atmosphère de Jupiter

1.2.1 Structure verticale

Le fait que Jupiter soit une géante gazeuse pose le problème de la définition de l'atmosphère et de ses limites. Sur Terre, la limite basse correspond évidemment à la surface puis se superposent quatre couches qui sont, de bas en haut, la troposphère, la stratosphère, la mésosphère et la thermosphère (*cf.* figure 1.4). Les zéros du gradient vertical de température définissent les frontières de ces couches dont la température croît et décroît alternativement avec l'altitude.

Sur Jupiter, il y a également une stratosphère (située entre 100 mbar et $1 \mu\text{bar}$) et une thermosphère (située au-delà $1 \mu\text{bar}$) mais pas de mésosphère marquée. Sur Terre, c'est la photodissociation-recombinaison de l'ozone qui chauffe la stratosphère et l'émission thermique du CO_2 qui refroidit la mésosphère. Sur Jupiter, le chauffage dû à l'absorption du rayonnement solaire par le méthane et les aérosols crée la stratosphère mais il n'est pas suffisamment marqué en intensité et en extension verticale pour faire apparaître une mésosphère bien qu'il y ait une région où la température est à peu près constante avec l'altitude.

Les choses sont plus compliquées pour ce qui est de la limite basse. Si l'atmosphère d'une planète doit nécessairement être composée de matière non condensée (*i.e.* gaz ou plasma), alors la limite inférieure n'est pas localisée puisqu'il y a une évolution continue du gaz vers le fluide supercritique. Si nous considérons que l'atmosphère s'arrête où commence la rotation solide (*i.e.* où s'arrêtent les vents) alors son extension verticale est d'environ 3000 km (*cf.* section 1.2.4). A de telles profondeurs, le rayonnement solaire ne joue plus aucun rôle ce qui amène à introduire les notions d'atmosphère profonde – purement convective – et de couche météorologique – résultant d'un équilibre radiatif-convectif (incluant également les changements d'état dans les nuages, *cf.* sous-section 1.2.3).

Compte-tenu de la grande variabilité des processus physiques à l'œuvre, il est difficilement concevable d'étudier l'atmosphère dans toute son extension spatiale. Cette thèse traitant de la couche météorologique, c'est cette dernière qui sera décrite plus en détails dans la suite de cette section.

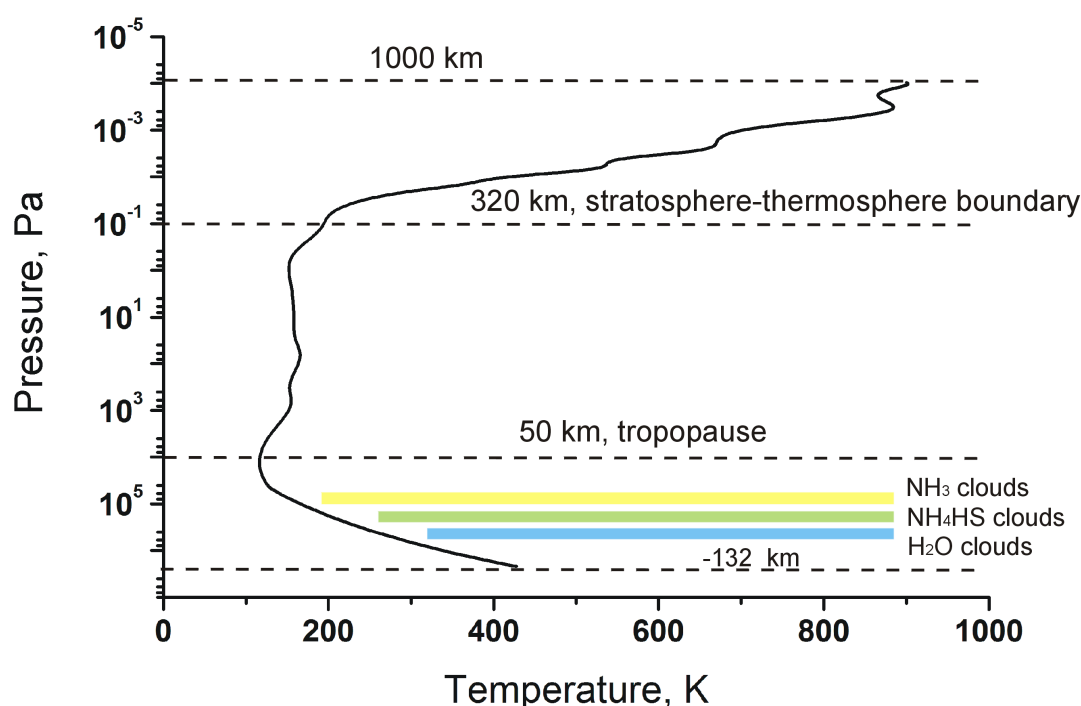


FIGURE 1.4 – Structure thermique verticale de l'atmosphère de Jupiter (figure réalisée par Ruslik0 (wikipedia) d'après les données de Seiff et al. (1998)).

1.2.2 Bandes : zones et ceintures

Quand nous observons Jupiter au télescope dans le visible, nous remarquons en premier lieu la présence d’une quinzaine de bandes claires et brunes. Les bandes claires sont appelées **zones** et les bandes brunes **ceintures**. Les bandes les plus larges sont situées à proximité de l’équateur. Elles sont nommées d’après leur latitude : la zone centrée sur l’équateur est la zone équatoriale (abrégée en EZ pour *equatorial zone*). Ensuite, nous trouvons les ceintures équatoriales Nord et Sud (abrégées respectivement en NEB et SEB), les zones tropicales Nord et Sud (abrégées respectivement en NTrZ et STrZ) puis les ceintures et zones tempérées Nord et Sud (abrégées respectivement en NTB, STB, NTZ et STZ). Notons au passage que les tropiques joviens à proprement parler sont par définition des parallèles situés à $\pm 3,13^\circ$ de latitude et sont donc contenus dans la zone équatoriale puisque celle-ci s’étend d’une dizaine de degrés de part et d’autre de l’équateur. Cette structure en bandes est très stable bien que quelques variations puissent être observées. Par exemple, la SEB a changé 5 fois de couleur depuis 1973 (Fletcher *et al.*, 2011). Il est généralement admis que les zones sont de plus grande opacité nuageuse que les ceintures bien que la question de savoir si cela correspond ou non à un mouvement d’ascendance de grande échelle est une question complexe (Fletcher, Kaspi, Guillot, et Showman, 2020).

1.2.3 Aérosols, brumes et nuages

Aérosols et brumes

Dans la stratosphère, le rayonnement ultra-violet (UV) du soleil est absorbé par les composants de l’atmosphère, créant une brume photochimique. En particulier, la photochimie du méthane produit de l’éthane et de l’acétylène. Le méthane et les aérosols créent la stratosphère (*cf.* sous-section 1.2.1) alors que l’éthane et l’acétylène sont plutôt des refroidisseurs. Ces aérosols sont optiquement fins dans l’UV aux basses et moyennes latitudes mais optiquement épais dans l’UV aux pôles. Ils pourraient être couplés aux aurores polaires.

Il existe également des brumes dans la troposphère. Ces brumes se situent entre 0,5 et 0,2 bar et pourraient être composées de fines particules de glace d’ammoniac d’un diamètre inférieur au micromètre. Cependant, la signature de la glace d’ammoniac pure est absente des spectres observés ce qui laisse penser que l’ammoniac est mélangé à d’autres composés encore inconnus pour former les aérosols composant la brume.

Nuages

Trois espèces chimiques sont susceptibles de condenser dans l’atmosphère de Jupiter : l’eau (H_2O), l’hydrosulfure d’ammonium (NH_4SH) et l’ammoniac (NH_3). Les nuages d’ammoniac sont ceux se formant le plus haut en altitude, entre 0,8 et 0,5 bar voire jusqu’à 0,2 bar pour la zone équatoriale et la grande tache rouge (*cf.* sous-section 1.2.5). La détection sans ambiguïté de l’ammoniac a néanmoins demandé du temps puisqu’il a fallu attendre l’analyse de données Galileo/NIMS par Baines, Carlson, et Kamp (2002). Les nuages présentant cette signature couvrent moins de 1% de la surface ce qui laisse penser que l’ammoniac se mélange avec d’autres molécules masquant cette signature. Quelques informations supplémentaires sur les nuages d’ammoniac peuvent être obtenues comme une estimation de la taille des particules de glace, comprise entre 2 et 4 μm d’après les travaux de Sromovsky et Fry (2018) utilisant des données de Galileo (NIMS) et New Horizons (LEISA). Les couches nuageuses inférieures étant masquées par les nuages d’ammoniac, elles sont encore plus méconnues que ces derniers. Les modèles thermochimiques prédisent des nuages d’hydrosulfure d’ammonium autour de 2 bar et des nuages d’eau entre 2 et 6 bar (West *et al.*, 2004). Ces estimations sont basées sur des abondances en azote et en oxygène de l’ordre de 3 abondances solaires.

Notons que toutes ces espèces ont un poids moléculaire supérieur à celui des composants majoritaires de l’atmosphère (dihydrogène et hélium). Cette inhibition convective implique que de l’air humide – au sens large de “riche en espèce condensable” – aura besoin d’être encore plus chaud par rapport à l’environnement que de l’air sec pour s’élever par instabilité convective. Cela peut même aller jusqu’à l’inhibition complète de la convection quand le relâchement de chaleur latente ne parvient plus à compenser l’effet du poids moléculaire (Leconte, Selsis, Hersant, et Guillot, 2017). Cette situation extrême ne devrait pas se produire sur Jupiter, l’eau et l’ammoniac n’étant pas assez abondants.

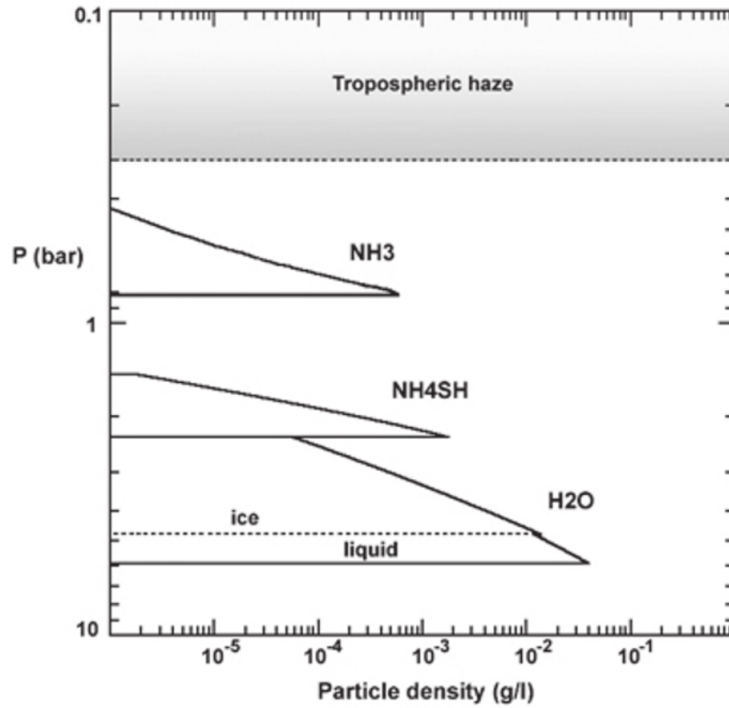


FIGURE 1.5 – Structure verticale des nuages modélisée par Hueso et Sánchez-Lavega (2006)

Chromophores

Jupiter est la planète géante aux couleurs les plus contrastées ce qui permet de contempler les effets de la non-linéarité des fluides géophysiques, comme la turbulence à l’interface entre les zones et les ceintures et dans le sillage de la grande tache rouge (*cf.* figures 1.1 et 1.7). Les couleurs vont du blanc au marron en passant par le beige, avec quelques lieux particulièrement rouges. Les constituants majeurs des nuages sont blancs (glaces d’eau et d’ammoniac) et donc les autres couleurs sont dues à d’autres composés traces appelés chromophores. Ces derniers pourraient être soit soufrés (Prinn, 1970), soit phosphorés (Guillemin, El Chaouch, Bouayad, et Janati, 2001), soit organiques (Carlson, Baines, Anderson, Filacchione, et Simon, 2016). L’altitude de ces chromophores n’est pas certaine non plus. Ils pourraient se situer soit dans des brumes stratosphériques, soit juste au-dessus des nuages soit encore dans les nuages eux-mêmes (sous la forme d’une pellicule entourant les particules nuageuses). Par exemple, les travaux de Baines, Sromovsky, Carlson, Momary, et Fry (2019) – qui utilise les aérosols organiques synthétisés par Carlson *et al.* (2016) – accréditent l’hypothèse d’une fine couche d’aérosols situés juste au-dessus des nuages. Ce modèle de la “crème brûlée” (en français dans le texte) pourrait être généralisé à l’EZ, à la SEB et à la NEB (Sromovsky, Baines, Fry, et Carlson, 2017). Cela reste cependant

un sujet de recherche très actif, aucun résultat ne faisant encore l'unanimité quant à la nature de ces chromophores.

1.2.4 Courants-jets

Courants-jets troposphériques

Un courant-jet est un courant d'air localisé à symétrie zonale – *i.e.* axisymétrique par rapport à l'axe de rotation de la planète – que nous pouvons définir comme étant un extremum méridien de la moyenne zonale du vent zonal, sa vitesse étant la valeur de cet extremum. La troposphère de Jupiter est caractérisée par une succession de courants-jets orientés alternativement vers l'est (ou **progrades**) et vers l'ouest (ou **rétrogrades**). Contrairement à ce qui se passe sur Terre où les jets troposphériques sont des phénomènes de “second ordre” situés entre les cellules et variant avec les saisons, l'atmosphère de Jupiter est dominée par cette structure dans laquelle les jets sont mitoyens et très stables. Ces jets sont au nombre de vingt-sept : 14 jets progrades et 13 jets rétrogrades (Porco *et al.*, 2003). Ils sont localisés aux frontières entre bandes à l'exception du jet équatorial qui est au centre de la zone équatoriale. Ainsi la vitesse zonale décroît dans une zone et croît dans une ceinture quand nous nous déplaçons de son bord équatorial vers son bord polaire. Le jet équatorial présente la particularité d'être prograde, ce qui est aussi le cas sur Saturne mais pas sur Uranus et Neptune où les jets équatoriaux sont rétrogrades. La vitesse des jets troposphériques est mesurée indirectement par *cloud tracking* : des structures nuageuses sont identifiées et suivies dans le temps afin d'en déterminer la vitesse qui sera ensuite supposée égale à celle de l'écoulement qui les porte.

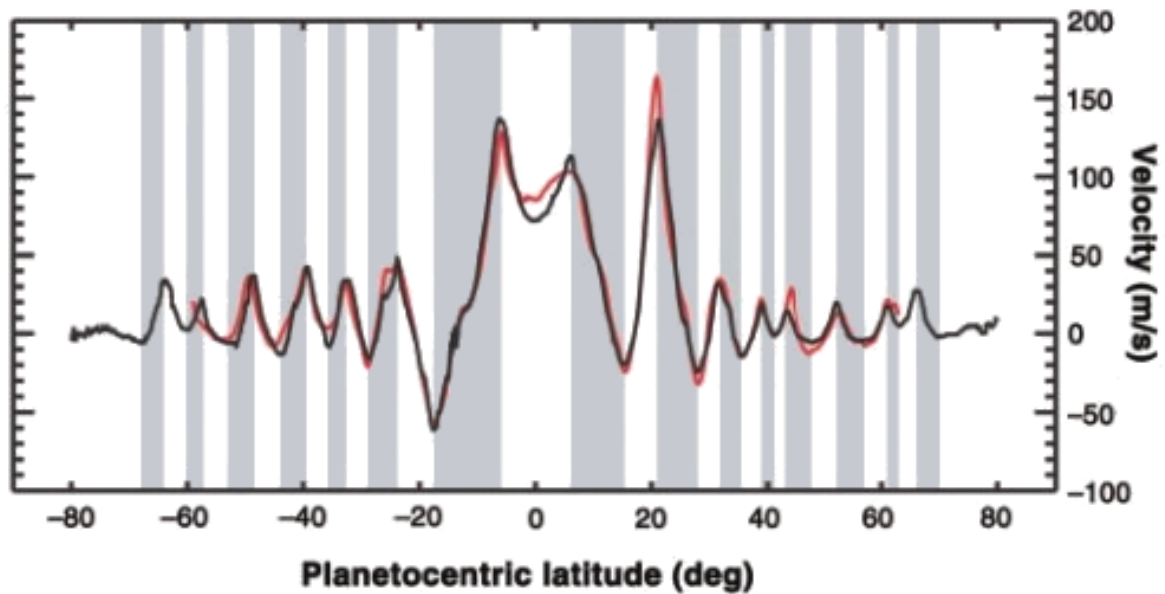


FIGURE 1.6 – Mesures par *cloud tracking* de la vitesse des jets troposphériques de Jupiter à partir d'observations des sondes Voyager 2 en rouge et Cassini en noir (image extraite de Porco *et al.* (2003)).

La profondeur des jets de Jupiter a pu être déterminée pour la première fois grâce à la mesure par la sonde Juno des harmoniques du potentiel gravitationnel d'ordres 3 à 10. La profondeur estimée est comprise entre 2000 et 3500 km d'après les harmoniques paires (Guillot *et al.*, 2018) et entre 1000 et 3000 km d'après les harmoniques impaires (Kaspi *et al.*, 2018).

Cette profondeur est bien plus importante que celle des jets terrestres – quelques dizaines de kilomètres pour les jets stratosphériques, une quinzaine pour les jets troposphériques – mais ne représente que 4% du rayon jovien (*cf.* section 1.1.2), les jets restant en fait cantonnés dans une couche superficielle de l’atmosphère – toutefois plus épaisse que la couche météorologique.

Jets stratosphériques et oscillation quasi-quadriennale

Nous trouvons également des jets dans la stratosphère. Cependant, faute de nuages, il est impossible de mesurer leur vitesse par *cloud tracking*. Nous utilisons à la place des cartes de température d’où sont déduites les valeurs de vent, l’air respectant l’équilibre du vent thermique (qui n’est cependant pas valable très proche de l’équateur). C’est ainsi que Flasar *et al.* (2004) ont identifié un puissant jet équatorial de 140 m s^{-1} à 4 mbar. Ce jet fait partie de l’oscillation quasi-quadriennale ou QQO (pour *Quasi-Quadrennial Oscillation* découverte par Leovy, Friedson, et Orton (1991). Cette oscillation a été nommée d’après son équivalent terrestre : l’oscillation quasi-biennale ou QBO (pour *Quasi-Biennial Oscillation*) qui consiste en un empilement de jets alternativement progrades et rétrogrades qui se déplacent vers le bas, créant à une altitude donnée un changement de sens du vent dominant d’une période approximative de 2 années terrestres. Sur Jupiter la période est de 4 années terrestres, soit environ 3500 jours joviens ou un tiers d’année jovienne.

1.2.5 Cyclones et anticyclones

En plus de ces structures d’échelle planétaire, nous pouvons observer des phénomènes plus localisés mais toujours influencés par la force de Coriolis. Nous parlons alors d’échelle synoptique. Elle regroupe toutes les structures de dimension supérieure au premier rayon de déformation de Rossby, qui vaut environ 1000 km sur Jupiter. Ces structures sont principalement des dépressions et des anticyclones. Ces derniers ont un diamètre compris entre 1000 et 10000 km et peuvent être de couleur blanche (comme les *white ovals*) ou beige, voire rouge pour certains. Ils ont une forme elliptique allongée suivant la direction est-ouest voire presque circulaire pour les plus petits (Ingersoll *et al.*, 2004). Ils se forment préférentiellement aux latitudes moyennes et ont une durée de vie de quelques années. Mentionnons également que les *White Ovals*, et peut-être plus généralement tous les vortex, peuvent fusionner comme ce fut le cas en 1998 pour les *White Ovals* BC et DE, donnant le *White Ovals* BE qui fusionna à son tour avec le *White Ovals* FA en 2000. Les cyclones ont en revanche une forme plus chaotique et une durée de vie plus courte en moyenne, au moins aux moyennes et basses latitudes. En effet la sonde Juno – grâce à son orbite polaire – a découvert un ensemble de 8 cyclones au pôle Nord et 5 cyclones au pôle sud, régulièrement espacés en longitude et entourant un cyclone polaire central (Adriani *et al.*, 2018). Ces cyclones sont de forme bien définie et elliptique, d’un diamètre compris entre 4000 et 4600 km dans l’hémisphère nord et entre 5600 et 7000 km dans l’hémisphère sud. Ils semblent immobiles dans le système III et ce, à l’échelle de plusieurs mois. Leur vitesses de rotation maximales sont comprises entre 55 et 100 m s^{-1} (Grassi *et al.*, 2018). Pour le moment, nul ne peut expliquer les causes de leur organisation géométrique.

La Grande Tache Rouge

La Grande Tache Rouge ou GRS (pour *Great Red Spot*) est un anticyclone exceptionnel par sa taille (17000 km sur 12500 km), sa longévité (plus de 350 ans) et sa couleur rouge quand le reste de la planète est plutôt marron, blanc ou beige (Ingersoll *et al.*, 2004). C’est un anticyclone situé à 22° de latitude sud et dérivant lentement vers l’ouest. À cette dérive longitudinale se superpose une oscillation d’amplitude 1° et de période 90 jours terrestres. La GRS a absorbé

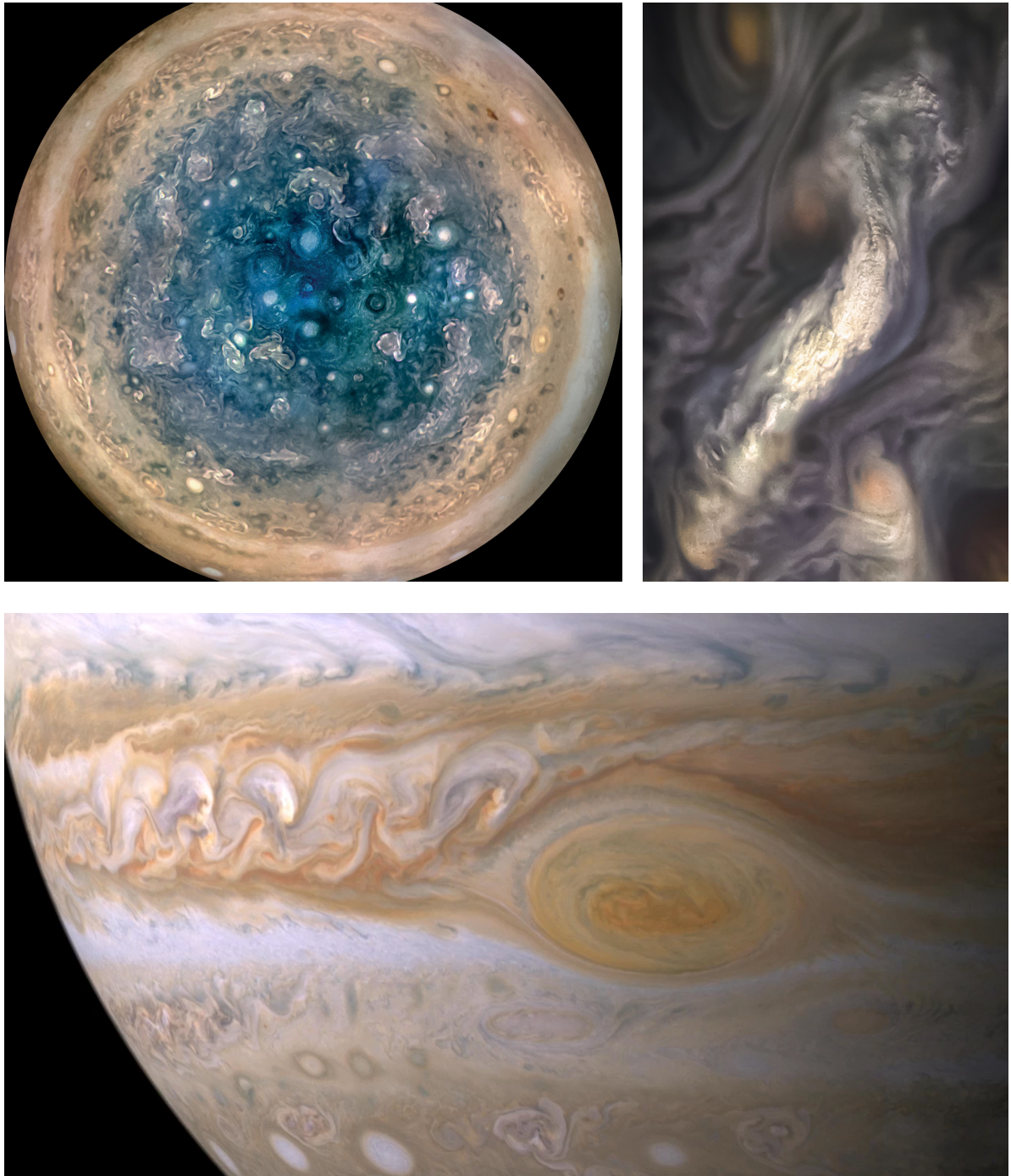


FIGURE 1.7 – Images illustrant les différents types de phénomènes atmosphériques observés sur Jupiter. En haut à gauche : le pôle sud de Jupiter (Juno/Junocam) ; en haut à droite : un orage convectif (Juno/Junocam) ; En bas : la fameuse Grande Tache Rouge et son sillage turbulent observés par Hubble.

plusieurs anticyclones au cours de son existence. Néanmoins, son extension longitudinale n'a cessé de se réduire depuis 1880, passant de 39000 km à 17000 km aujourd'hui. Au contraire, les vents tangentiels maximaux se sont accrus, passant de 120 m s⁻¹ en 1979 à 190 m s⁻¹ en 2002.

1.2.6 Orages convectifs

Nous observons également des orages convectifs, davantage présents dans les ceintures, dont la taille varie de 10 à plus de 1000 km et dont les vents ascendants peuvent atteindre 100 m s⁻¹ (Stoker, 1986). Des éclairs se produisent dans les orages dont la taille dépasse 200 km (Little *et al.*, 1999). Ces orages sont le résultat de mouvement de convection humide et sont corrélés en position avec les nuages blancs brillants observés le jour. La sonde Juno a également pu observer les éclairs grâce au MWR (pour *Microwave Radiometer*) et en déduire leur distribution méridienne (*cf.* figure 1.8). Il s'avère que les éclairs sont très fréquents (donc les orages plus fréquents ou plus intenses) entre 30° et 70° mais presque inexistants à l'équateur. Ceci est différent de ce qui est observé sur Terre où les orages sont les plus forts dans la zone de convergence intertropicale. Une explication proposée pour expliquer cette différence tient à la composition des orages – eau et ammoniac. Il se pourrait que les orages soient à l'origine des variations de la distribution verticale et latitudinale de l'ammoniac observées par la sonde Juno (Bolton *et al.*, 2017 ; C. Li *et al.*, 2017), c'est-à-dire de la présence d'un minimum du rapport de mélange de l'ammoniac à 0,6 bar sauf à l'équateur. Guillot, Li, *et al.* (2020) ; Guillot, Stevenson, Atreya, Bolton, et Becker (2020) ont proposé que de la grêle partiellement fondue ou *mushballs* peut se former à partir de l'eau injectée par les orages et de l'ammoniac présent dans l'environnement dans un rapport respectif de 2 pour 1, à des pressions comprises entre 1,1 et 1,5 bar et des températures comprises entre 173 et 188 K. Ces *mushballs* tombent ensuite sous forme de précipitation puis s'évaporent en profondeur, constituant ainsi un mécanisme efficace d'appauvrissement de la haute troposphère en ammoniac. Les orages étant absents de l'équateur, la concentration en ammoniac n'est pas affectée par ce processus et reste proche de la sa valeur profonde alors qu'elle y est inférieure aux moyennes latitudes.

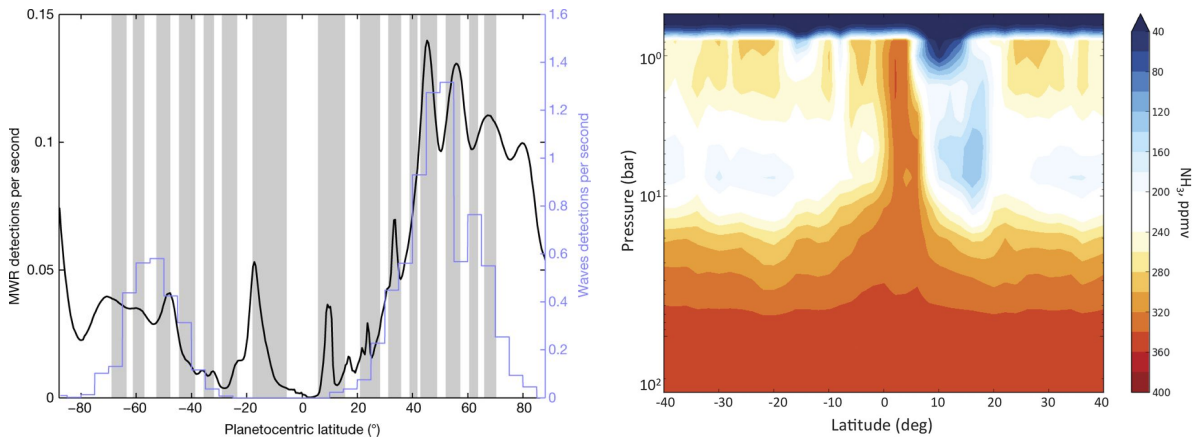


FIGURE 1.8 – *A gauche : détections en éclairs par seconde des instruments MWR et Waves à bord de Juno, en fonction de la latitude pour les sferics en noir et les whistlers en bleu (figure extraite de Brown et al. (2018)). Les intervalles de latitude grisés correspondent aux ceintures et les intervalles blancs aux zones. A droite : distribution latitudinale de l'ammoniac mesurée par l'instrument MWR de la sonde Juno (figure extraite de Bolton et al. (2017)).*

1.2.7 Turbulence de moyenne échelle

Les anticyclones, cyclones et orages participent à la turbulence de moyenne et petite échelle (mésos-échelle et échelles inférieures) à travers leurs mouvements convectifs intrinsèques et plus généralement toutes les perturbations qu'ils induisent comme les ondes de gravité, *etc.* Les jets y participent également à travers deux types d'instabilité selon que les isobares sont parallèles aux isothermes (fluide barotrope) ou non (fluide barocline). Dans le premier cas une instabilité dite barotrope se développe si le cisaillement horizontal du vent zonal est suffisamment important. Cette instabilité transfère de l'énergie de l'écoulement moyen vers les tourbillons (*eddies* en anglais). Dans le second cas, une instabilité dite barocline se développe – entre autre – s'il y a libération d'énergie lorsqu'une masse d'air froide et dense se déplace vers des pressions moindres. Cette instabilité convertit de l'énergie potentielle en énergie cinétique alimentant les *eddies* à des échelles inférieures au premier rayon de déformation de Rossby. Ces instabilités nécessitent toutes deux le concours de la force de Coriolis et se développent donc à des échelles telles que le nombre de Rossby Ro est petit devant 1, l'échelle à partir de laquelle une masse d'air devient sensible à la rotation (Cabanes, Spiga, et Young, 2020). Dès lors, la rotation rapide de Jupiter organise les *eddies* et tend à rendre l'écoulement invariant par translation le long de l'axe de rotation. Ce processus transfère de l'énergie des petites (*eddies*) vers les grandes échelles (jets) dans ce qui est appelé une **cascade inverse d'énergie**. Cette cascade est dite inverse car la cascade directe – observée habituellement dans la turbulence isotrope tridimensionnelle – transfère l'énergie des grandes vers les petites échelles. La cascade inverse est souvent désignée par les termes de turbulence bidimensionnelle (bien qu'elle se développe dans un écoulement tridimensionnel) ou de turbulence géostrophique.

Salyk, Ingersoll, Lorre, Vasavada, et Del Genio (2006) ont conçu un algorithme capable de repérer des structures dans les images Cassini de l'atmosphère de Jupiter et de déterminer leur vitesse en suivant leur déplacement au cours du temps. La valeur du taux de transfert de l'énergie cinétique des tourbillons vers l'écoulement moyen qu'ils en ont déduite est comprise entre $0,7 \text{ W m}^{-2}$ et $1,2 \text{ W m}^{-2}$ dans la couche nuageuse. Cela représente entre 5 et 8,5% de l'émission thermique de Jupiter ($14,10 \pm 0,03 \text{ W m}^{-2}$ dans C. Li et Chen (2019)), ce qui signifie que le transfert d'énergie est plus efficace sur Jupiter que sur Terre où ce taux vaut seulement 0,1% de l'émission thermique terrestre. Ainsi, il est possible que les jets soient le résultat d'un forçage ayant lieu uniquement dans une couche superficielle de l'atmosphère. Plus récemment Galperin *et al.* (2014) ont utilisé les observations de la sonde Cassini pour remonter aux spectres d'énergie de l'écoulement, puis Young et Read (2017) en ont déduit les flux spectraux. Ils ont ainsi pu mettre en évidence une cascade inverse d'énergie dans la couche météorologique, signifiant que la turbulence alimente bel et bien les jets. Leur valeur de taux de transfert est de $(5 \pm 2) 10^{-5} \text{ W kg}^{-1}$.

Dans la stratosphère, les ondes planétaires (Kelvin, Rossby, Rossby-gravité) qui se développent dans le canal équatorial déferlent et transfèrent leur énergie à l'écoulement. La déposition d'énergie à lieu à la base du jet stratosphérique présentant les conditions favorables au déferlement de ces ondes. En retour cela modifie la répartition verticale des jets empilés stratosphériques et donne naissance à l'oscillation quasi-quadiennale équatoriale (Cosentino *et al.*, 2017).

1.3 Contexte en modélisation

Il existe de nombreux modèles permettant de s'intéresser aux atmosphères planétaires en général et à l'atmosphère de Jupiter en particulier. Nous pouvons les classer en fonction du degré d'idéalisation ou encore de la région et des phénomènes physiques considérés. Si nous

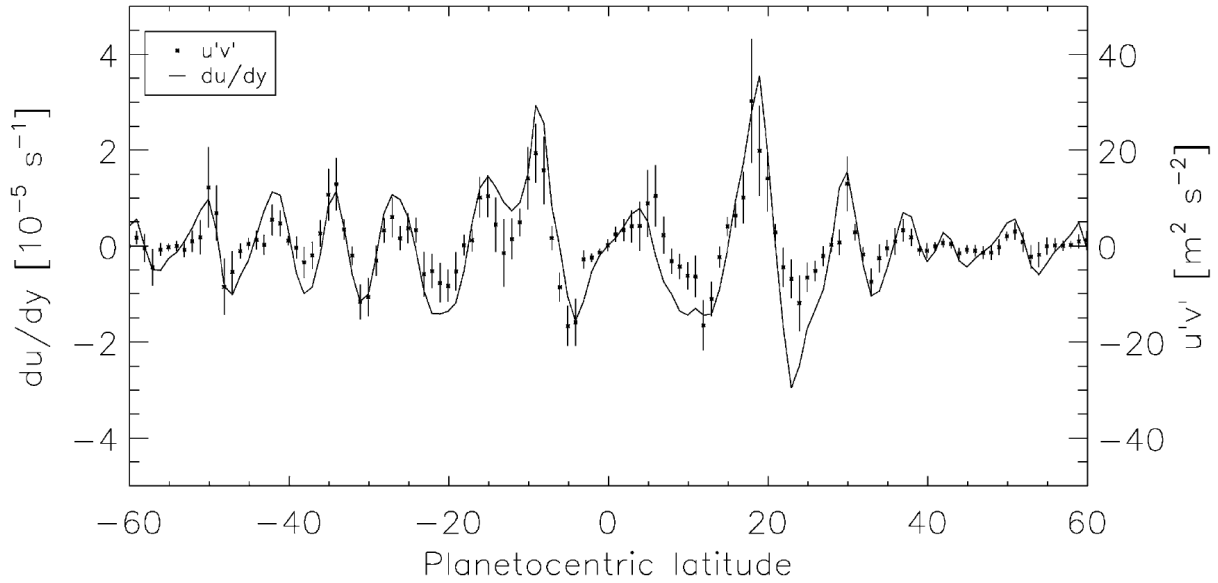


FIGURE 1.9 – Mesures du cisaillement méridien du vent zonal (du/dy) et du transport de moment par les eddies ($u'v'$) sur Jupiter par cloud tracking à partir des observations de la sonde Cassini (image extraite de Salyk et al. (2006)).

appliquons ce dernier critère au cas particulier des géantes gazeuses, nous pouvons alors définir deux groupes : les modèles profonds et les modèles météorologiques. Ces deux modèles s'opposent – ou se complètent – sur l'origine des turbulences de petite échelle qui doivent alimenter les courants-jets en énergie à travers une cascade inverse désormais bien mise en évidence (*cf.* sous-section 1.2.7). Dans toute la suite de cette étude nous adopterons le point de vue des modèles météorologiques.

1.3.1 Modèles profonds

Le mécanisme des modèles profonds a été proposé pour la première fois par Busse (Busse, 1976) dans le cadre de l'étude des étoiles à rotation rapide et des noyaux planétaires liquides. Dans ce type de modèle, les *eddies* sont issus de la couche d'Ekman située juste au-dessus de la transition entre hydrogène moléculaire et hydrogène métallique. En effet, puisque le champ magnétique interdit toute rotation différentielle dans cette enveloppe conductrice, une friction importante a lieu à ce niveau. Ces *eddies* étant confinés dans des coquilles cylindriques par la rotation rapide et la turbulence bidimensionnelle transférant son énergie des petites vers les grandes échelles (*i.e.* formant une cascade inverse d'énergie), des jets apparaissent. Les jets ainsi formés ne sont pas radiaux dans leur extension verticale mais sont eux aussi confinés dans les coquilles cylindriques. Notons qu'il existe une zone centrée sur l'équateur dans laquelle les coquilles cylindriques n'intersectent pas la zone de friction. Ce contraste avec les plus hautes latitudes est la source des super-rotations simulées par ces modèles (Heimpel et Aurnou, 2007). De plus, l'écoulement résolu par ces modèles tend à redistribuer la chaleur de telle sorte que le flux sortant à la base de la troposphère soit minimal à l'équateur et maximal aux pôles (Aurnou, Heimpel, Allen, King, et Wicht, 2008).

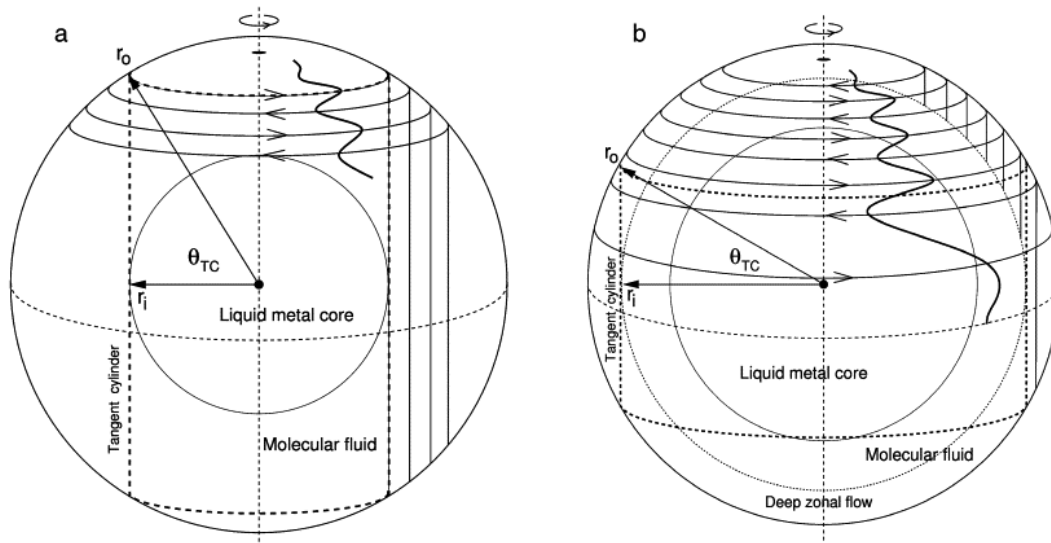


FIGURE 1.10 – Deux configurations de modèle profond extraites de Heimpel et Aurnou (2007). (a) : configuration dans laquelle tous les jets sont hors du cylindre tangent. (b) : configuration dans laquelle seul le jet équatorial est hors du cylindre tangent. La configuration originale du modèle tel que présenté par Busse est la configuration (a) mais les derniers résultats semblent indiquer que la configuration (b) est plus vraisemblable.

1.3.2 Modèles météorologiques

Les modèles de couche météorologique (*shallow models* ou *weather layer models* en anglais) sont adaptés des modèles de climat terrestre. Ils sont conçus pour simuler une relativement mince couche d'atmosphère – typiquement une partie de la stratosphère et de la haute troposphère – avec une résolution spatiale suffisante et les forçages pertinents pour représenter ce qu'il s'y passe. Le premier modèle de la circulation générale (GCM) de Jupiter est l'œuvre de Williams et Robinson (1973) (travaux poursuivis par Williams (1978)), utilisant des équations primitives de l'écoulement avec un forçage très idéalisé. Les simulations plus récentes ont eu recours à des forçages de moins en moins idéalisés, en témoigne l'évolution vers une complexité croissante du GCM EPIC dont le développement a débuté dans les années 90 Dowling *et al.* (2006, 1998). Plus récemment, les travaux employant des GCM pour Jupiter ont testé l'effet du relâchement de chaleur latente par l'eau (Lian et Showman, 2010 ; Showman, 2007) ou l'effet de la friction due aux effets de MHD et du flux de chaleur interne (Liu et Schneider, 2010 ; Schneider et Liu, 2009). Les GCM Jupiter les plus récents, tel le modèle OPUS, couplent désormais à la résolution des équations primitives de l'écoulement des modules simplifiés de transfert radiatif et de convection humide (Young, Read, et Wang, 2019a, 2019b).

Dans ces modèles, les *eddies* qui alimentent les jets sont supposés se former dans la haute troposphère où la turbulence de moyenne échelle peut cascader en jets sous l'effet de la rotation rapide. Ces *eddies* peuvent être dus au chauffage différentiel du Soleil par le biais de l'instabilité barocline (*cf.* sous-section 1.2.7) ou au flux de chaleur interne à travers la convection. Un forçage ayant lieu uniquement dans la couche météorologique de l'atmosphère n'est en aucun cas incompatible avec des jets profonds car, en l'absence de surface solide (ou plus généralement de transition de phase), rien n'empêche les jets de se prolonger jusqu'à des centaines de kilomètres en profondeur (Showman, Gierasch, et Lian, 2006). Ce type de modèle reproduit des jets alternés et des vortex mais éprouvait des difficultés à simuler la super-rotation équatoriale jusqu'à présent. Pour l'obtenir, il fallait par exemple invoquer une friction avec les couches inférieures

(Liu et Schneider, 2015) ou un relâchement important de chaleur latente (Lian et Showman, 2010). Cependant, Young *et al.* (2019b) ont obtenu cette super-rotation dans une atmosphère sèche et sans friction, uniquement avec un flux de chaleur interne et le transfert radiatif.

Il existe une variété de modèles météorologiques adaptés à la modélisation de phénomènes d'échelles différentes. Les modèles qui étudient l'atmosphère à l'échelle planétaire sont des **modèles de circulation générale** ou GCM (pour *General Circulation Model*). Cela permet d'étudier des phénomènes tels que les jets. Les modèles déjà évoqués de Lian et Showman (2010), Liu et Schneider (2015) et Young *et al.* (2019b) appartiennent à cette catégorie, les deux premiers étant plus idéalisés que le dernier. Des modèles relativement idéalisés à fine résolution spatiale et résolvant la convection nuageuse ou CRM (pour *Cloud Resolving Model*) sont quant à eux employés pour étudier les orages convectifs sur Jupiter (Hueso et Sánchez-Lavega, 2006 ; C. Li et Chen, 2019 ; Sugiyama, Nakajima, Odaka, Kuramoto, et Hayashi, 2014).

1.3.3 Défis

La simulation numérique à grande échelle de l'atmosphère de Jupiter et des géantes gazeuses en général pose un certain nombre de défis.

1. Le premier défi est celui de la résolution horizontale nécessaire pour résoudre les *eddies* qui alimentent les jets, notamment par instabilités baroclines. Il faut simuler correctement la variété d'échelle des tourbillons qui composent la cascade inverse donnant naissance aux jets et donc avoir une résolution horizontale d'au moins $0,5^\circ$ (*cf.* figure 1.11). Il est également important que les *eddies* soient issus de processus physiques (notamment l'instabilité convective) représentés dans le modèle pour l'interprétation des résultats. En effet, la largeur des jets dépend de l'intensité des perturbations en vitesse (U_{RMS}) à travers l'échelle de Rhines.
2. Le deuxième défi concerne les limites verticales de la couche météorologique de Jupiter. Comme évoqué précédemment (*cf.* sous-sections 1.1.4 et 1.2.1), des processus physiques à l'œuvre dans l'atmosphère profonde (effets de la transition de phase en profondeur, champ magnétique) impactent la couche météorologique mais ne peuvent être représentés par un modèle météorologique.
3. Le troisième défi concerne le transfert radiatif notamment pour représenter correctement la stratosphère de Jupiter. Peu de modèles représentent complètement ni même physiquement le transfert radiatif en raison de difficultés telles que l'intégration sur de très longues durées, la sensibilité aux propriétés des aérosols et la représentation de réactions photochimiques complexes.

1.4 Approche de la thèse

1.4.1 Problématique

Cette thèse propose une approche de modélisation numérique de la dynamique troposphérique de Jupiter pour répondre aux questions suivantes :

- Peut-on former et expliquer des jets alternés, y compris le jet en super-rotation à l'équateur, en adoptant le parti pris des modèles météorologiques ?
- Peut-on caractériser par la modélisation les ondes, les *eddies* et les vortex rencontrés dans l'atmosphère de Jupiter ?
- Quelle est l'influence de la convection sèche et humide sur la structure des jets ?

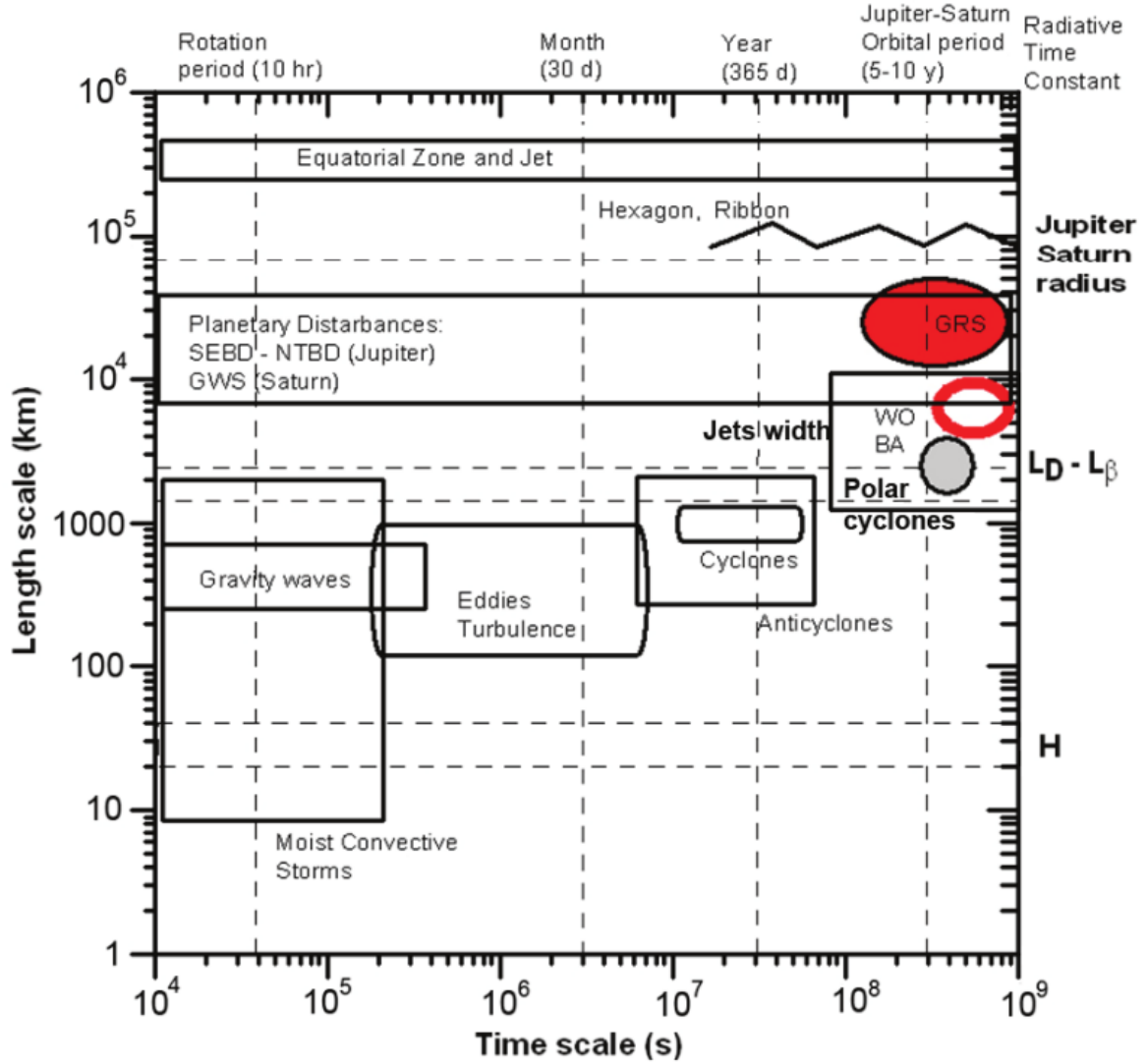


FIGURE 1.11 – Classement des principaux phénomènes atmosphériques de Jupiter en fonction de leurs échelles caractéristiques temporelles et spatiales (Sánchez-Lavega et al., 2019). Nous pouvons y retrouver les phénomènes évoqués précédemment d'échelle planétaire (jets), d'échelle synoptique (cyclones et anticyclones) et d'échelles inférieures (eddies, ondes de gravité, orages convectifs). Simuler les jets nécessite de résoudre une portion significative des eddies et donc d'avoir une résolution de l'ordre de 600 km, c'est-à-dire de $0,5^\circ$ sur Jupiter.

1.4.2 Plan

Afin d'apporter des éléments de réponse à ces questions, nous utilisons la modélisation numérique pour simuler l'atmosphère de Jupiter. Ledit modèle est décrit dans le chapitre suivant tel qu'il était au début de cette thèse. Les résultats obtenus avec celui-ci quand il fut appliqué pour la première fois au cas de Jupiter sont quant à eux décrits dans le troisième chapitre. Dans le quatrième chapitre, nous étudions les principes et les intérêts de la paramétrisation de la convection humide qui a été ajoutée au modèle pendant cette thèse. Le cinquième chapitre est dédié à l'analyse des effets de cet ajout sur les résultats du modèle et à ce qui peut en être déduit sur la dynamique atmosphérique de Jupiter. Nous concluons dans le sixième chapitre tout en évoquant diverses perspectives envisageables pour approfondir ce travail.

Vers un modèle global de climat pour Jupiter

La modélisation numérique est la principale approche méthodologique employée dans cette thèse. Après avoir introduit les grands principes des modèles globaux de climat dans la première section de ce chapitre, nous décrivons le modèle spécifiquement employé pour réaliser cette thèse dans la deuxième section. Nous y présentons tout d’abord le cœur dynamique à grille icosaédrique puis l’ensemble des paramétrisations des processus physiques dont l’influence sur la circulation atmosphérique est prise en compte. L’objectif est de décrire le modèle utilisé pour qu’il n’y ait pas d’ambiguïté sur ce qui est pris en compte, la manière dont cela est pris en compte et les limites de cette prise en compte afin de pouvoir interpréter objectivement les simulations.

2.1 Principes généraux

2.1.1 Modèles de circulation générale et modèles globaux de climat

Les premiers modèles simulant la dynamique de grande échelle d’une atmosphère furent développés pour la Terre. Ils étaient idéalisés et incluaient des forçages simples de l’écoulement atmosphérique. C’est de ces modèles de circulation générale qu’est tiré le sigle GCM (pour *General Circulation Model*). Avec le temps et l’accroissement des capacités des ordinateurs, les modèles ont augmenté leur résolution spatiale et se sont complexifiés en intégrant des forçages de plus en plus réalistes comme la micro-physique des nuages, l’effet radiatif des aérosols ou la photochimie. Ils sont devenus des **modèles globaux de climat** simulant l’atmosphère avec une représentation physique des processus sous-maille. En changeant de nom mais pas de sigle, ils ont rendu la signification de ce dernier ambiguë. D’autant plus que le terme de modèle global de climat est également appliqué aux modèles couplés, des architectures complexes réunissant plusieurs modèles géophysiques spécialisés dans la modélisation d’un des “compartiments” du système climatique. Citons comme exemple le modèle de l’Institut Pierre-Simon-Laplace réunissant les modèles LMDZ (atmosphère), REPROBUS (chimie de l’ozone stratosphérique), INCA (chimie troposphérique et aérosols), NEMO (océan), LIM (glace de mer), PISCES (biogéochimie pélagique) et ORCHIDEE (végétation). Comme évoqué dans l’introduction (*cf.* sous-section 1.3.2), les modèles météorologiques de Jupiter sont pour la plupart plus proches des modèles de circulation générale que des modèles couplés (*e.g.* les modèles de Schneider et Liu (2009) et Showman *et al.* (2006)) mais certains intègrent désormais suffisamment de physique pour que l’appellation ne leur corresponde plus sans pour autant mériter la seconde. C’est par exemple le cas des modèles OPUS (Young *et al.*, 2019b) et DYNAMICO-giant (*cf.* la section suivante).

2.1.2 Structure d'un GCM

D'un point de vue plus technique, les GCM sont constitués de deux parties relativement indépendantes : le cœur dynamique – directement issu des modèles de circulation générale – et les paramétrisations physiques dont le degré de “réalisme” fait la différence entre le modèle de circulation générale et le modèle global de climat. Le cœur dynamique est chargé de résoudre les équations de la mécanique des fluides (équations de Navier-Stokes, conservation de la masse, conservation de l'énergie) sur une grille tridimensionnelle représentant l'atmosphère. Il traite donc uniquement de ce qui est résolu spatialement et est le seul à traiter ce qui est résolu horizontalement. Les paramétrisations physiques sont quant à elles chargées de représenter dans le modèle tous les processus physiques sous-maille, au sens de non résolus horizontalement par le cœur dynamique. Ceux-ci peuvent cependant être en partie résolus verticalement comme la convection. Abusivement, nous appelons l'ensemble des paramétrisations physiques la “physique” (du modèle) et le cœur dynamique la “dynamique” (du modèle).

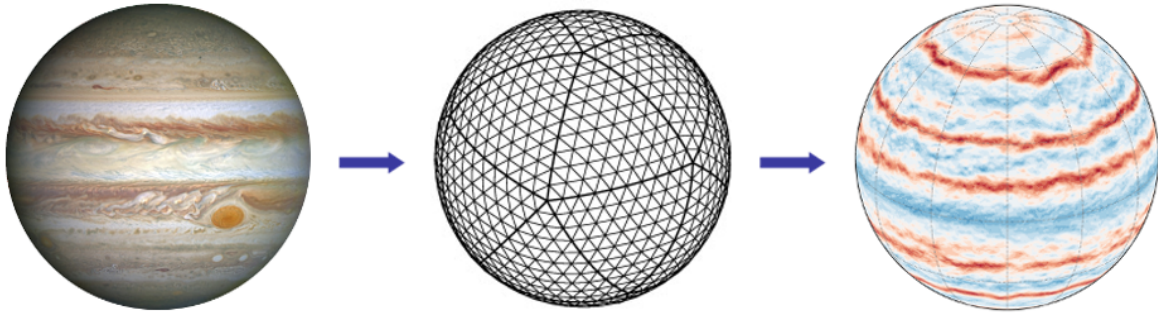


FIGURE 2.1 – La démarche de modélisation employée ici vise à identifier les processus physiques sous-jacents aux observations en parvenant à reproduire numériquement (ce que nous appelons “simuler”) ces dernières dans un cadre maîtrisé.

2.2 Le modèle DYNAMICO-giant

2.2.1 Historique

Le Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD), fondé en 1968, a pour sujets d'étude principaux le climat terrestre et le réchauffement climatique à l'aide de la théorie, de l'instrumentation et de modèles numériques. C'est à cette fin que fut développé le modèle global de climat du laboratoire éponyme, LMDZ – le Z indiquant la possibilité de raffiner la grille latitude-longitude dans une région particulière du globe. Les capacités de calcul allant en augmentant et le modèle en se complexifiant, il devient intéressant de développer un nouveau cœur dynamique permettant d'optimiser les calculs sur des machines massivement parallèles. C'est ce qui fut fait au LMD par Dubos *et al.* (2015) quand ils mirent au point DYNAMICO, un cœur dynamique qui pallie aux limitations de l'ancien cœur notamment grâce à une grille icosaédrique (*cf.* sous-section 2.2.2).

Parallèlement au développement du GCM terrestre, l'équipe “Planétologie” du LMD a adapté LMDZ aux autres corps telluriques du système solaire dotés d'une atmosphère avec les modèles LMDZ.MARS, LMDZ.VENUS et LMDZ.TITAN pour chacun des astres éponymes. Il existe également une version générique pour les exoplanètes (Leconte *et al.*, 2013 ; Wordsworth *et al.*, 2011) et les paléo-climats (Charnay *et al.*, 2013) nommée LMDZ.GENERIC. Dans l'optique d'étendre le modèle aux planètes géantes gazeuses, Guerlet *et al.* (2014) ont dérivé du schéma de transfert radiatif du modèle générique une version adaptée à Saturne qui a permis d'explorer en

premier les forçages radiatifs, la structure thermique et les variations saisonnières. Étant donné la résolution horizontale nécessaire pour simuler la dynamique globale des planètes géantes (*cf.* section 1.3.3), il a fallu attendre la mise au point de DYNAMICO (Dubos *et al.*, 2015) et son couplage avec le transfert radiatif pour avoir un GCM fonctionnel de Saturne, baptisé DYNAMICO-giant. Il a depuis été utilisé pour simuler l’atmosphère de Saturne avec des résultats positifs notables comme l’obtention d’un jet équatorial prograde (Spiga *et al.*, 2020) et d’une oscillation équatoriale stratosphérique (Bardet *et al.*, 2021). Étant donné la similarité entre Saturne et Jupiter, il a ensuite été relativement aisé d’adapter à la seconde le modèle de la première. Le point le plus critique fut de régler les paramètres du modèle de transfert radiatif (composition chimique, structures verticales et latitudinales des aérosols) pour Jupiter (Guerlet, Spiga, Delattre, et Fouchet, 2020). C’est à partir de ce point que débute le travail présenté ici et qui consista initialement à simuler l’atmosphère de Jupiter pour la première fois avec ce modèle (*cf.* chapitre 3). Ainsi la première pierre de la construction d’un modèle global de climat pour les géantes gazeuses a été posée en couplant le cœur dynamique DYNAMICO, les paramétrisations physiques du modèle LMDZ.GENERIC et les routines radiatives spécifiques à Saturne et Jupiter.

2.2.2 Cœur dynamique

Propriétés générales

Le cœur dynamique, comme dit précédemment, est en charge de la résolution des équations différentielles du mouvement, en l’occurrence les équations primitives de l’atmosphère hydrostatique. Dans le cœur dynamique DYNAMICO (Dubos *et al.*, 2015) que nous utilisons, celles-ci sont implémentées dans leur formulation hamiltonienne – basée sur un invariant en énergie – plutôt que dans leur formulation “classique” – basée sur un invariant en impulsion. DYNAMICO suppose également que la planète est parfaitement sphérique et que l’atmosphère est d’épaisseur très inférieure au rayon de la planète. Toutes ces approximations ont été faites dans le cadre de l’étude de la Terre mais peuvent s’appliquer à Jupiter dans le cadre de l’approche “modèle météorologique” (*cf.* sous-section 1.3.2), l’approximation la plus grossière étant peut-être celle de considérer la planète sphérique. Ces approximations impliquent notamment que l’accélération gravitationnelle g est constante, que la force de Coriolis est purement horizontale et que la section horizontale d’une colonne est constante selon la verticale. L’air est supposé avoir le comportement d’un gaz parfait dans toutes les conditions de pression et de température auxquelles il sera soumis. Les équations sont implémentées sous la forme de différences finies et leur version discrète conserve exactement l’énergie (aux erreurs numériques près).

Le moment cinétique n’est lui aussi pas exactement conservé au cours du temps, ce qui peut avoir un impact sur la circulation générale (Lebonnois *et al.*, 2012), particulièrement si le bruit numérique n’est pas dissipé – par exemple par la friction avec une surface solide – et que l’écoulement résulte de l’organisation de perturbations auxquelles ledit bruit sera assimilé. Les GCM de Jupiter sont donc doublement concernés par ce problème (la friction et la dissipation évoquées ultérieurement étant loin d’équivaloir à celles causées par la présence de réels obstacles topographiques) mais notons toutefois que la conservation approchée du moment cinétique par DYNAMICO est excellente (de l’ordre du pourcent dans les simulations qui seront étudiées).

Le transport de la masse et des traceurs (*e.g.* température potentielle, vorticité potentielle) est calculé en flux de masse et discrétisé en volumes finis de manière à assurer une conservation exacte de la masse (encore une fois aux erreurs numériques près). L’intégration temporelle se fait de manière explicite avec la méthode de Runge-Kutta d’ordre 4 ou 2.5 au choix. Cette méthode est précise jusqu’au second ordre pour toutes les équations différentielles. Au-delà de ces considérations essentielles, la spécificité la plus marquante de DYNAMICO réside dans sa

discrétisation de l'espace à l'aide d'une grille icosaédrique dont la construction et l'usage sont décrit ci-après.

Grille icosaédrique

La spécificité de DYNAMICO réside dans la grille utilisée. Au lieu de la classique grille latitude-longitude utilisée par exemple par LMDZ, il recourt à une grille icosaédrique à mailles hexagonales. Cette grille a été conçue en 1968 par Sadourny, Arakawa, et Mintz (1968) pour la modélisation du climat terrestre mais les grilles quasi-uniformes comme celle-ci sont complexes et n'ont présenté d'avantages suffisants pour concurrencer les grilles traditionnelles qu'avec la généralisation du calcul massivement parallèle (en lieu et place de l'accroissement de la vitesse des processeurs pour augmenter la puissance de calcul). En effet, les grilles latitude-longitude possèdent le défaut d'être de plus en plus denses au fur et à mesure que nous nous rapprochons des pôles ce qui restreint fortement l'amplitude du pas de temps qui peut être adopté au détriment du temps de calcul. Ce problème est surmontable mais au prix d'une communication accrue entre les processeurs gérant les mailles polaires. Cela entraîne d'inévitables temps de latence quand ces derniers se retrouvent à attendre des informations d'autres processeurs, réduisant fortement les gains procurés par la parallélisation du code (Staniforth et Thuburn, 2012). Une grille icosaédrique ne présente pas ce défaut car toutes les mailles ont des arêtes égales à 10% près et un nombre de voisins égal à 5 ou 6. Cela permet de paralléliser les calculs avec une grande efficacité, ce qui est nécessaire pour pouvoir simuler Jupiter à haute résolution et en un temps raisonnable. Il faut par exemple que le paramètre de raffinement de la grille N – décrit plus loin – soit supérieur à 130 (*cf.* sous-section 1.3.3) pour résoudre le premier rayon de déformation de Rossby de Jupiter, ce qui est crucial (*cf.* sous-section 3.2.2). Les sorties du modèles sont néanmoins interpolées à la volée sur une grille latitude-longitude pour une plus grande facilité de traitement et de lecture.

La génération dans DYNAMICO du pavage à symétrie icosaédrique de la sphère se fait selon la méthode décrite dans Sadourny *et al.* (1968). Le point de départ est un icososaèdre sphérique (*i.e.* la projection radiale d'un icososaèdre régulier sur sa sphère circonscrite) orienté de telle sorte que deux de ses sommets coïncident avec les pôles. Cette première grille ne comportant que douze points, il est nécessaire de pouvoir le raffiner jusqu'à atteindre la résolution souhaitée. Si ABC est l'un des triangles servant de face à l'icososaèdre, divisons deux de ses côtés, par exemple AB et AC , en N arcs égaux pour obtenir les points $B_1, B_2 \dots B_N$ et $C_1, C_2 \dots C_N$ (*cf.* figure 2.2). Notons que l'arc $i = N$ correspond au troisième côté du triangle sphérique. Considérons maintenant les N segments de droites sphériques passant par les couple de points $B_i C_i$ et divisons les en i arcs. Nous obtenons ainsi $i - 1$ points supplémentaires par arcs. Dans chacun d'entre eux il y a 3 points partagés par cinq triangles (les sommets), $3(N - 1)$ points partagés par deux triangles (sur les arêtes) et $(N - 1)(N - 2)/2$ points à l'intérieur. Répétons cette opération pour chacun des vingt triangles de l'icososaèdre et nous obtenons un total général de $10N^2 + 2$ points quasi-uniformément répartis sur la sphère. Ces points sont les sommets de mailles triangulaires et les centres de mailles hexagonales – ou pentagonales s'il s'agit de l'un des 20 sommets de l'icososaèdre. Réciproquement, les centres des mailles triangulaires sont les sommets des hexagones car ces deux grilles sont duales l'une de l'autre. Des deux grilles c'est la grille hexagonale qui est adoptée dans DYNAMICO pour des raisons de stabilité.

Construire la grille n'est pas tout, encore faut-il savoir comment y discrétiser les équations. La grille hexagonale permet de définir trois ensembles de points (*cf.* figure 2.3) non équivalents : les centres des mailles, les sommets des mailles et les (centres des) faces/arêtes, auxquels sont associés les différentes grandeurs physiques en fonction de leur nature mathématique. Nous utilisons des indices différents pour spécifier en quel type de points la grandeur physique est considérée : l'indice i pour les centres des mailles, l'indice e pour les interfaces et l'indice v

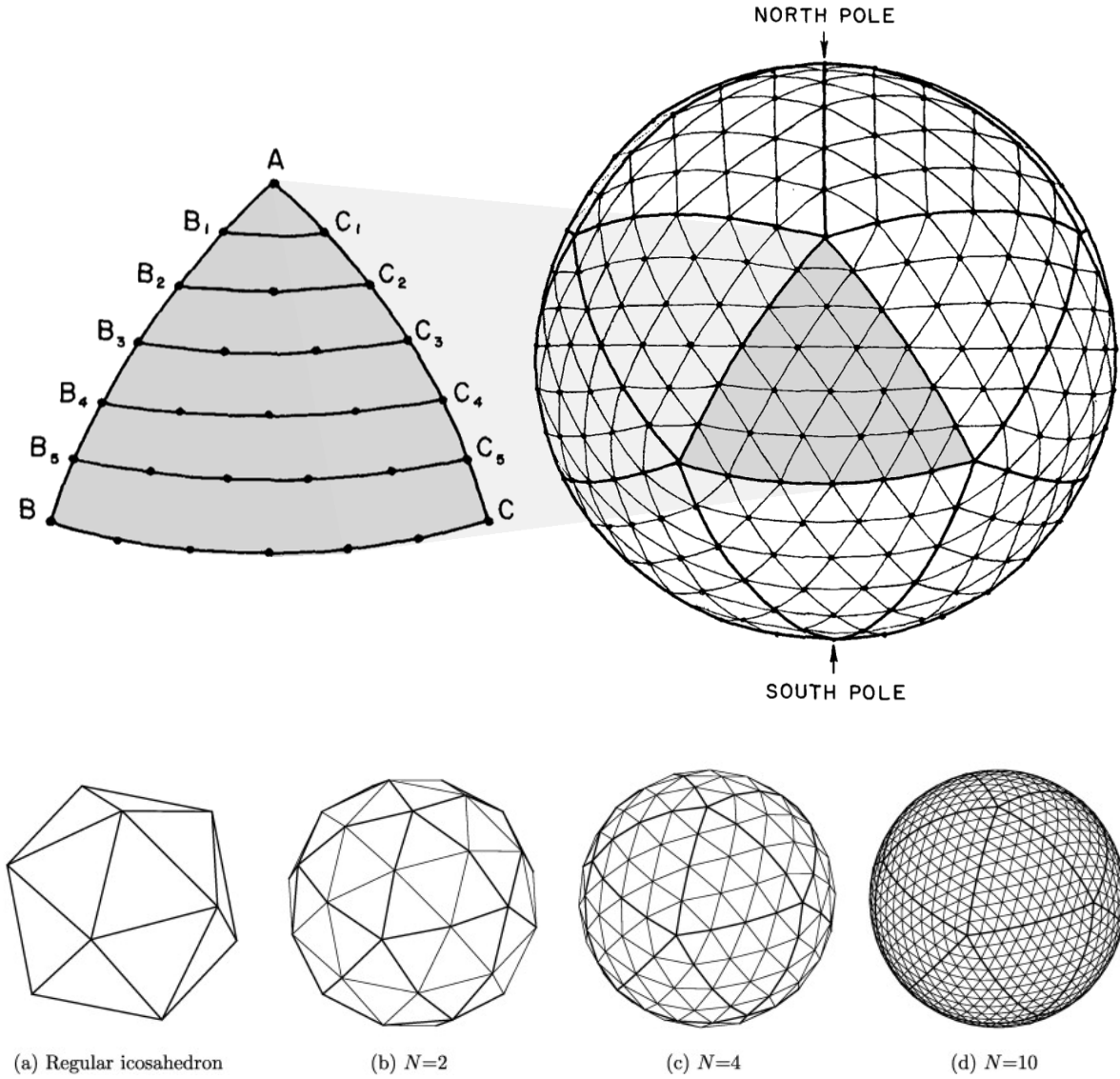


FIGURE 2.2 – En haut : méthode de raffinement de la grille icosaédrique pour $N = 6$ dans l'un des triangles sphérique de l'icosaèdre et résultat obtenu après répétition de l'opération pour chacun d'entre eux (images extraites de Sadourny et al. (1968)). En bas : grilles obtenues pour différentes valeurs de N : $N = 1$ en (a), $N = 2$ en (b), $N = 4$ en (c) et $N = 10$ en (d).

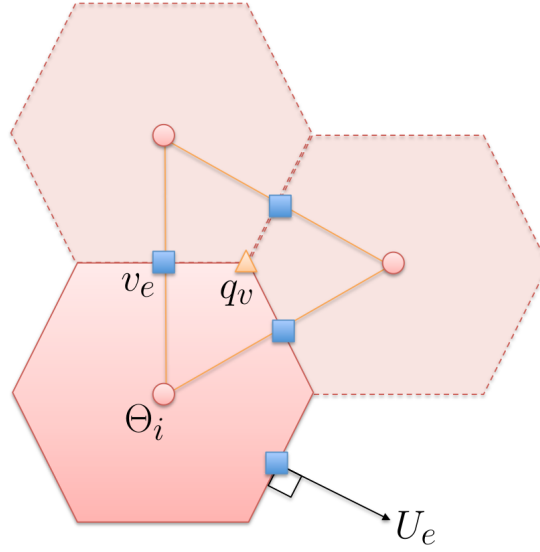


FIGURE 2.3 – Trois mailles hexagonales du GCM avec les centres i indiqués par des ronds rouges, les interfaces e indiqués par des carrés bleus et les sommets v indiqués par des triangles orange (figure extraite de Dubos et al. (2015)).

pour les sommets des mailles. Ainsi les fonctions scalaires et les densités sont calculées sur les points i (e.g. la densité massique), les champs résultants d'un rotationnel le sont sur les points v (e.g. la vorticité potentielle q_v), les gradients et les champs vectoriels divergents le sont sur les points e – avec la spécificité qu'aux interfaces il y a une composante normale et une composante tangentielle. Les opérateurs vectoriels classiques que sont le gradient, la divergence et le rotationnel sont discrétisés respectivement sous les formes suivantes :

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

où C_e , E_i et E_v sont respectivement les deux centres séparés par l'interface e , l'ensemble des six points e voisins du centre i et l'ensemble des points e voisins du sommet v . n_{ei} et t_{ei} valent ± 1 en fonction de l'orientation des grandeurs U_e et v_e par rapport aux vecteurs normaux et tangents à la surface. Nous pouvons remarquer que le gradient d'un champ scalaire défini sur les points i donne un champ vectoriel défini sur les points e . En fait, le gradient est l'expression dans \mathbb{R}^3 de la dérivation extérieure appliquée à une 0-forme, ce qui donne une 1-forme (notons cependant que les 1-formes ne sont pas toutes issues d'un gradient). Il en va de même pour le rotationnel (appliqué à une 1-forme et dont le résultat est une 2-forme assimilée à un vecteur car la dimension de l'espace des 2-formes de \mathbb{R}^3 est aussi égale à 3) et la divergence (appliquée à une 2-forme et dont le résultat est une 3-forme assimilée à un scalaire pour les mêmes considérations dimensionnelles que dans le cas du rotationnel). Pour reprendre et compléter ce qui a été dit précédemment, les 0-formes et les 3-formes sont associées aux points i , les 1-formes aux points e et les 2-formes aux points v . Si le calcul d'une grandeur combine des variables calculées en

des points différents alors il est nécessaire d’interpoler les variables en question pour déterminer leurs valeurs en un même lieu.

Les coordonnées verticales utilisées sont les niveaux sigma. Il s’agit de niveaux de pressions déterminés par leur rapport p/p_0 , où p_0 est la pression à la base de la colonne. Ainsi la pression dans une couche du modèle peut varier horizontalement d’une colonne à l’autre car elle est déterminée par la masse contenue dans l’entière de la colonne en question.

2.2.3 Paramétrisations physiques

Transfert radiatif

Comme indiqué au début de cette section, le modèle de transfert radiatif pour Jupiter a été développé par Guerlet *et al.* (2020) et de ce fait est minutieusement décrit dans l’article correspondant dont est présenté ici un bref résumé. Ce modèle est basé sur une approximation à deux faisceaux du transfert radiatif prenant en compte à la fois la diffusion multiple et la diffusion de Rayleigh. Le cycle diurne sur Jupiter est quasiment inexistant et peut être ignoré mais les variations saisonnières, dues à la fois à l’excentricité et à l’obliquité de la planète, sont calculées. L’aplatissement de Jupiter est également pris en compte – à l’ordre 1 (ellipsoïde) – dans le calcul de l’angle d’incidence du rayonnement solaire. Les longueurs d’onde traitées sont comprises entre 300 nm et 1 mm, c’est-à-dire dans l’infrarouge, le visible et le très proche ultraviolet.

Le calcul raie par raie de l’absorption et de l’émission étant trop coûteux, la paramétrisation recourt à la méthode des k -distributions corrélées. Pour ce faire, il faut diviser l’intervalle de longueurs d’ondes considéré en bandes plus étroites : 25 dans le visible et le proche infrarouge, 20 dans l’infrarouge thermique puis y calculer la fonction k_g , l’inverse de la fonction de distribution cumulée du coefficient d’absorption g_k (d’où le nom de la méthode). Dans ce modèle, la fonction k_g est déduite d’une quadrature d’un spectre à haute résolution du mélange de gaz, supposé horizontalement uniforme dans toute l’atmosphère. La fonction k_g étant beaucoup plus lisse que g_k , elle s’intègre typiquement avec 16 points de quadrature d’où un gain de temps considérable. Cette opération n’étant valable que pour un couple pression-température donné, il est nécessaire de réitérer cette opération pour un ensemble de couples pression-température couvrant l’étendue des conditions rencontrées dans l’atmosphère, sachant qu’en plus la quantité des gaz traces (NH_3 , CH_4 , C_2H_2 et C_2H_6) varie selon la pression.

Les gaz considérés comme radiativement actifs sont l’ammoniac, le méthane, l’éthane et l’acétylène ainsi que les dipôles induits par collision $\text{H}_2\text{-H}_2$ et $\text{H}_2\text{-He}$. Les valeurs de leurs abondances sont issues des mesures effectuées par les sondes Galileo (H_2 and He dans Niemann *et al.* (1998) ; CH_4 dans Wong *et al.* (2004)) et Juno (NH_3 dans C. Li *et al.* (2017)). Les spectres à haute résolution utilisés sont construits par le modèle KSPECTRUM à partir de paramètres de raies principalement tirés de la base de données HITRAN 2016. Dans la stratosphère, le méthane chauffe l’air tandis que l’éthane et l’acétylène le refroidissent. Dans la troposphère, l’épaisseur optique dans l’infrarouge croît avec la pression. Dès que cette dernière devient supérieure à 0,1 bar environ (comme c’est le cas sur les planètes possédant une atmosphère épaisse et dont Jupiter fait partie), l’atmosphère ne peut plus suffisamment se refroidir (au sens d’avoir une température qui décroît avec l’augmentation de la pression) par le biais du rayonnement thermique et ce, quelle que soit sa composition (*cf.* Robinson et Catling (2014)). L’atmosphère se réchauffe alors jusqu’à ce que la convection puisse se déclencher et devienne le processus dominant dans l’établissement du gradient vertical de température.

En plus des contributions radiatives des gaz, les contributions radiatives des aérosols, des brumes et des nuages sont incluses sous des formes simplifiées faute de connaître suffisamment bien leurs compositions. Les nuages d’ammoniac sont paramétrisés comme étant composés de

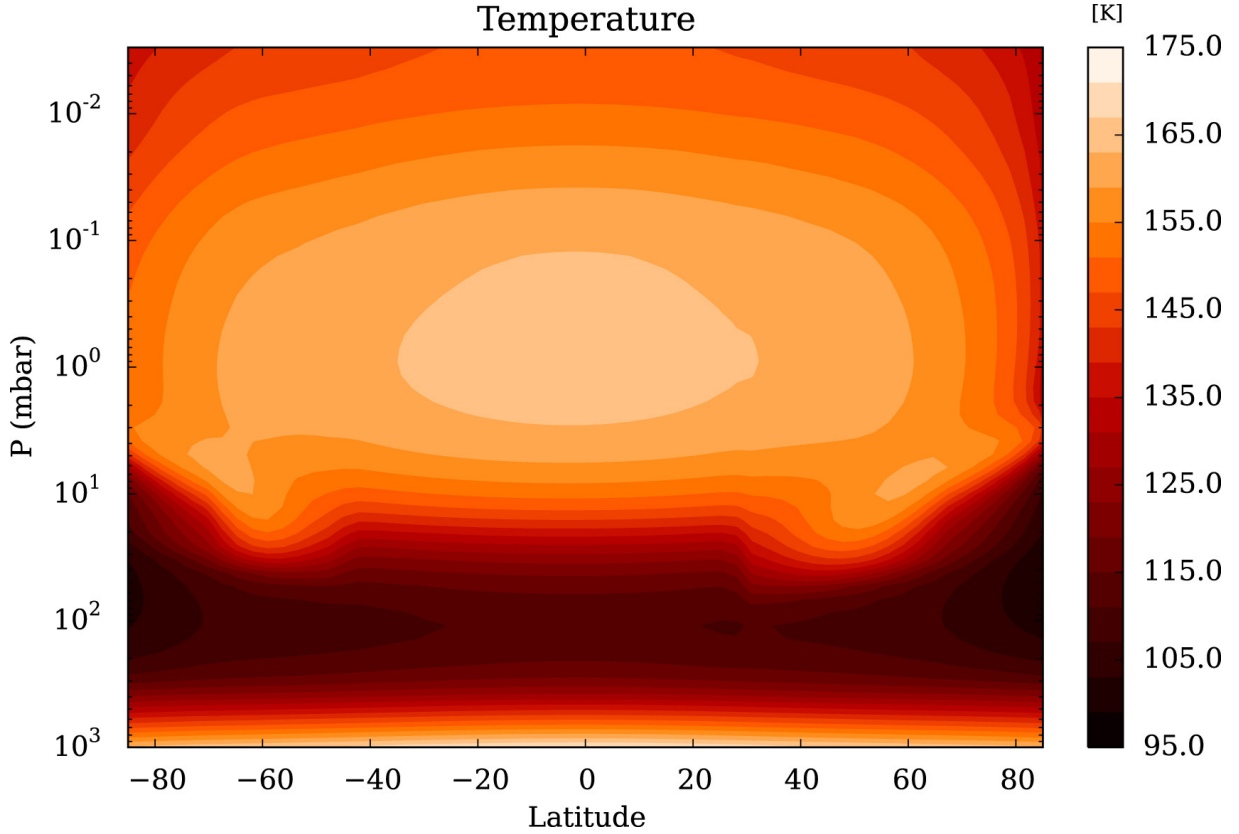


FIGURE 2.4 – Température en fonction de la pression et de la latitude (figure extraite de Guerlet et al. (2020)). Cette carte a été obtenue en concaténant les sorties du modèle radiatif-convectif unidimensionnel pour 32 latitudes différentes, excluant de fait les contributions de la dynamique à l’équilibre final et le flux d’énergie interne est variable en fonction de la latitude pour obtenir un gradient méridien de température plus conforme aux observations dans la troposphère.

particules d’ammoniac pur de $10\ \mu\text{m}$ de diamètre à 0.84 bar avec une épaisseur optique intégrée de 15 à 750 nm. Les brumes troposphériques situées juste au-dessus sont modélisées par des particules de $0,5\ \mu\text{m}$ de diamètre se comportant comme un corps gris entre 0,66 et 0,15 bar avec une épaisseur optique intégrée de 4. Enfin, le profil vertical d’opacité des aérosols stratosphériques est modélisée par une gaussienne asymétrique selon la pression piquant à 20 mbar avec une intensité variant avec la latitude afin de reproduire les observations (*cf.* sous-section 1.2.3). Le profil vertical de température obtenu avec ce modèle est très sensible aux propriétés optiques des aérosols, malheureusement mal contraintes, ce qui oblige à faire des choix quelque peu arbitraires.

Flux de chaleur interne

Le flux de chaleur interne nécessaire pour simuler une puissance émise par Jupiter compatible avec les observations est ajouté. Étant donné que la limite inférieure du modèle est de l’ordre de quelques bars, il faudrait idéalement que le modèle puisse simuler une température constante avec la latitude dans les couches les plus profondes (*cf.* section 1.1.4). Cependant, il est très peu probable d’obtenir ce résultat “spontanément” avec un flux de chaleur interne constant, sa redistribution entre l’équateur et les pôles ayant sûrement lieu très en profondeur. Des simulations réalisées avec le modèle radiatif convectif unidimensionnel utilisant une expression du flux de chaleur interne variant avec la latitude (flux 3 fois plus élevé aux pôles qu’à l’équateur) de manière à compenser la variation du flux solaire donne une température quasiment homogène

à $p = 1$ bar (Guerlet *et al.*, 2020). Malheureusement l’expression utilisée ne tient pas compte des effets de la dynamique : quand l’expression du flux de chaleur interne dernière est utilisée dans une simulation tridimensionnelle de Jupiter, elle génère un profil méridien de température croissant avec la latitude. Faute de moyen de déterminer physiquement le flux de chaleur interne à la base du modèle, nous préférons éviter ce problème en imposant un flux de chaleur interne constant avec la latitude. La valeur retenue est celle donnée dans l’introduction (*cf.* sous-section 1.1.4) : $7,48 \text{ W m}^{-2}$ (L. Li *et al.*, 2018).

Mélange vertical

Le mélange vertical existe principalement sous deux formes : le mélange turbulent et la convection organisée sous forme de panaches. Le mélange turbulent agit de manière locale quand la convection peut mélanger des masses d’air verticalement très éloignées. À cause de l’approximation hydrostatique faite dans les équations de la dynamique le cœur dynamique est incapable de traiter la convection, quand bien même celle-ci serait parfaitement résolue (bien entendu un modèle résolvant volontairement la convection ne ferait pas cette approximation). Étant donné la résolution verticale typique des modèles globaux de climat et la différence de nature entre les deux formes de mélange – local turbulent et non-local convectif – chacune d’elles doit être traitée par sa propre paramétrisation :

- Le mélange turbulent est assimilé à de la diffusion entre couches successives. Le schéma de diffusion verticale utilisé est celui de Mellor et Yamada (Mellor et Yamada, 1982).
- Le mélange vertical non local est traité par un modèle d’ajustement convectif comparable à ce qui est décrit dans Manabe, Smagorinsky, et Strickler (1965) sans temps de relaxation. Il s’agit de repérer les instabilités convectives, d’en déduire les couches devant être mélangées et de les mélanger de sorte que leurs températures suivent le gradient adiabatique sec tout en respectant la conservation de l’énergie. Nous reviendrons sur le choix de ce modèle dans le chapitre 4.

2.3 Configuration du GCM

2.3.1 Discrétisation spatiale et temporelle

Discrétisation horizontale

La résolution horizontale est réglée par le paramètre N qui définit le raffinement horizontal de la grille du modèle. $N = 160$ donne une résolution horizontale d’environ $0,4^\circ$. En effet, la sphère compte environ 41253 deg^2 et nous souhaitons atteindre $0,5^\circ$ de résolution. Avec $N = 160$ nous avons 256 002 points de grille, soit environ $0,16 = 0,4 \times 0,4 \text{ deg}^2$ par point. C’est un peu mieux que ce que la résolution souhaitée, ce qui va accroître le temps de calcul (par rapport au demi-degré exact) mais ce nombre facilite la répartition optimale des points de grille entre les processeurs (jusqu’à 1200 cœur en parallèle).

Discrétisation verticale

La dimension verticale est quant à elle divisée en $n_z = 32$ couches. Le nombre total de points de grille est alors de 8 192 064. Ces couches sont choisies de sorte à inclure la haute troposphère et la basse stratosphère. La limite inférieure est définie par sa valeur en pression, notée p_0 . Cette valeur est avant tout limitée par les capacités de calcul disponibles qui nous interdisent de simuler une atmosphère épaisse de 3000 km. De plus, la convection humide et le transfert radiatif – les principales sources de *eddies* capables d’alimenter les jets dans les modèles météorologiques

– cessent de se produire ou n’ont plus d’influence significative sur l’écoulement à partir d’une certaine profondeur, diminuant fortement l’intérêt de représenter ces régions. C’est pourquoi la pression p_0 est typiquement de l’ordre de quelques bars, en l’occurrence initialement fixée à 3 bar (*cf.* chapitre 3) puis augmentée à 10 bar dans le cas des simulations prenant en compte la condensation de l’eau (*cf.* chapitre 5). La limite supérieure dépend de p_0 , du nombre de couches et de leurs épaisseurs. Celle-ci doit essentiellement être placée suffisamment haut dans la basse stratosphère pour que la tropopause soit correctement simulée. Bien que cela biaise fortement la simulation dans la stratosphère à cause des effets de bord qui s’y manifestent, cela permet d’en préserver la troposphère tout en limitant le coût numérique. Cette thèse se concentrant sur les phénomènes troposphériques, cela ne nuit pas aux résultats discutés ultérieurement.

Notons au passage que dans cette thèse les termes de **couche** et de **niveau** ne sont pas employés avec un sens équivalent. Une couche désigne le volume compris entre deux niveaux et la pression en leur sein est la moyenne de celle des deux niveaux l’encadrant. Les niveaux sont au nombre de 33. La pression du premier d’entre eux est le paramètre p_0 qui définit la limite basse du modèle. La pression du trente-troisième est artificiellement de 0 bar afin d’inclure à chaque instant la totalité de la masse de l’atmosphère mais la couche la plus haute est à une pression de 3 mbar quand $p_0 = 3$ bar et de 9 mbar quand $p_0 = 10$ bar.

Discrétisation temporelle

Nous cherchons à faire prendre la valeur la plus grande possible au pas de temps afin de diminuer le nombre d’itérations nécessaire pour amener les simulations à l’équilibre. D’un autre côté, il faut que le pas de temps soit suffisamment court pour résoudre les ondes les plus rapides afin que les simulations ne divergent pas. Pas de temps et résolution spatiale sont donc reliés à travers la vitesse de ces ondes et doivent respecter la **condition de Courant-Friedrichs-Lewy**. Pour cela, nous discrétisons un jour jovien en 320 pas de temps dynamique δt_{dyn} , ce qui correspond à $\delta t_{dyn} = 111,6875$ s. Également pour des raisons numériques, il faut que les jours et les années de Jupiter soient des multiples entiers de ce pas de temps. Cela nous a conduit à choisir des périodes de révolution T_y et de rotation T_d légèrement différentes de celles de Jupiter avec $T_d = 35\,740$ s au lieu de $35\,733$ s (soit 7 secondes de plus) et $T_y = 10\,470$ jours joviens au lieu de $10\,474,5$ jours joviens (soit 4,5 jours de moins mais des jours durant 7 secondes de plus ce qui fait qu’une année jovienne simulée dure $374\,340\,760$ s au lieu de $374\,321\,041,5$ s).

La physique possède son propre pas de temps, plus grand que celui de la dynamique et dépendant de la stabilité des paramétrisations qui la compose. Nous avons $\delta t_{phy} = 160 \delta t_{dyn} = 0,5$ jour jovien dans les simulations du chapitre 3 mais $\delta t_{phy} = 8 \delta t_{dyn} = 0,025$ jour jovien quand l’ajustement convectif (très stable) est remplacé par le modèle du thermique. De plus, la grande échelle de temps du transfert radiatif nous permet d’appeler le transfert radiatif, qui est la paramétrisation au coût numérique le plus élevé, seulement tous les 20 jours joviens dans toutes les simulations réalisées.

2.3.2 Conditions aux limites

Conditions initiales

Toutes les simulations commencent avec le même type de conditions initiales. Les valeurs initiales de vent sont nulles sur toute la grille. La température est initialisée avec un profil vertical identique dans chaque colonne. Ce profil vertical est dérivé du modèle radiatif-convectif de Guerlet *et al.* (2020), qui correspond exactement à la version unidimensionnelle – *i.e.* appliquée à une seule colonne – du GCM. Ce profil initial ne prend donc en compte aucun effet dynamique.

Conditions aux limites spatiales

Aucune valeur de rappel n'est imposée à l'écoulement que ce soit en haut ou en bas du modèle. Il n'y a donc pas de couche éponge, ce qui laisse éventuellement des ondes se réfléchir sur le toit du modèle. Cependant, une couche éponge qui ne conserve pas le moment cinétique a elle aussi une influence négative sur la circulation atmosphérique (Shaw et Shepherd, 2007). Le modèle étant déjà exposé à la non conservation du moment cinétique par le cœur dynamique (*cf.* sous-section 2.2.2), nous préférons ne pas inclure de couche éponge dans le modèle.

Une friction de Rayleigh est ajoutée dans la couche la plus basse pour freiner l'écoulement aux latitudes supérieures à 16° nord et sud (Liu et Schneider, 2015). Cette friction a pour but d'intégrer aux simulations les effets de MHD décrits dans l'introduction (*cf.* sous-section 1.1.4) bien que le mécanisme les produisant ait lieu à des profondeurs très supérieures à celles simulées avec ce modèle. Nous ne pouvons donc faire autrement qu'avec une paramétrisation, aussi simpliste soit-elle. Il y a deux paramètres à régler : le temps de relaxation τ_R et la latitude φ_R à partir de laquelle il intervient. Connaissant la profondeur des jets ($d = 3000$ km, *cf.* sous-section 1.2.4), nous pouvons en déduire la latitude au-delà de laquelle il y a effectivement un frottement :

$$\varphi_R = \pm \arccos\left(\frac{R_J - d}{R_J}\right) \approx \pm 16^\circ$$

Le temps de relaxation dépend quant à lui de la conductivité σ et du champ magnétique B (Liu et Schneider, 2015) :

$$\tau_R \sim \frac{\rho}{\sigma B^2}$$

Faute d'une connaissance suffisante de l'intérieur de Jupiter et en particulier de la conductivité σ et du champ magnétique B à l'intérieur de Jupiter, la valeur de τ_R n'est pas contrainte, même en ordre de grandeur. Nous devrions donc le considérer comme un paramètre libre mais, ne pouvant étudier la sensibilité du modèle à tous les paramètres, nous utilisons la valeur de 400 000 s (soit environ un vingtième de la valeur utilisée pour Saturne dans les simulations de Spiga *et al.* (2020)) dans toutes les simulations.

Conditions aux limites de résolution / Filtres

L'ajout d'une dissipation permet d'éviter une accumulation d'énergie aux plus petites échelles résolues en simulant la suite de la cascade turbulente. Elle est implémentée dans le cœur dynamique sous la forme linéaire d'une hyper-viscosité (*i.e.* un laplacien itéré) agissant sur la température, le rotationnel de la vitesse et la divergence de la vitesse. Chacun de ces filtres possède son propre ordre d'itération et son propre temps de relaxation. Ils seront cependant toujours tous choisis égaux et notés respectivement n_D et τ_D . Cette dissipation doit plutôt être vue comme un filtre servant à stabiliser le modèle en faisant artificiellement disparaître l'énergie s'accumulant aux petites échelles. En effet, l'hyper-viscosité ne cherche pas à représenter un processus physique ayant réellement lieu car la "véritable" dissipation – à savoir la cascade turbulente directe – a lieu à des échelles spatiales très inférieures.

Constantes orbitales		
e	0,04899	Excentricité
r_p	4,95 UA	Périhélie
r_a	5,46 UA	Aphélie
T_y	10 470 d _J	Période de révolution
Constantes planétaires		
R_J	7,1492 10 ⁷ m	Rayon planétaire
\mathcal{A}	0,06487	Aplatissement
J_2	0,0147	J ₂
M_J	1,8983 10 ²⁷ kg	Masse planétaire
σ	3,13°	Obliquité
Ω	1,758 10 ⁻⁴ s ⁻¹	Pulsation
T_d	35 740 s	Période de rotation
g	24,79 m s ⁻²	Accélération gravitationnelle
\mathcal{F}_{int}	7,48 W m ⁻²	Flux de chaleur interne
Constantes atmosphériques		
μ	2,3 g mol ⁻¹	Poids moléculaire moyen
c_p	11 500 J K ⁻¹ kg ⁻¹	Capacité thermique massique isobare
\tilde{R}	3,6 10 ³ J K ⁻¹ kg ⁻¹	Constante spécifique de l'air
Limites du domaine		
p_0	3 bar ou 10 bar	Pression à la base du modèle
Paramètres de discrétisation		
n_z	32	Nombre de niveaux verticaux
N	160	Divisions des arêtes de l'icosaèdre
δt_{dyn}	111,6875 s	Pas de temps dynamique
δt_{phy}	0,5 ou 0,025 d _J	Pas de temps physique
δt_{rad}	20 d _J	Pas de temps radiatif
Paramètres de dissipation		
τ_D	10 ⁴ s ou 5 10 ⁴ s	Temps de relaxation
n_D	2	Ordre du laplacien
Paramètres de friction		
τ_R	400 000 s	Temps de relaxation
φ_R	16°	Latitude limite

TABLE 2.1 – Constantes physiques et paramètres utilisés dans le modèle. Deux dissipations différentes ont été expérimentée dans le chapitre 3 : 10⁴ s et 5 10⁴ s. Dans le chapitre 5, la limite basse du modèle a été abaissée de 3 bar à 10 bar et le pas de temps physique de 0,5 à 0,025 jours joviens (d_J) dans le cadre des simulations utilisant le modèle du thermique.

Simulations GCM de l’atmosphère de Jupiter avec transfert radiatif complet

Nous décrivons ici les premiers résultats de simulation obtenus avec le nouveau GCM de Jupiter décrit au chapitre 2, couplant pour la première fois pour Jupiter un cœur dynamique nouvelle génération (Dubos *et al.*, 2015) avec un transfert radiatif réaliste (Guerlet *et al.*, 2020). Après de nombreuses simulations de test, deux simulations de longue durée ont été effectuées avec un temps caractéristique de dissipation différent : $\tau_D = 10^4$ s pour la simulation modérément dissipée et $\tau_D = 5 \cdot 10^4$ s pour la simulation faiblement dissipée. Ces simulations ont été intégrées respectivement pendant 80 000 et 60 000 jours joviens, soit 6 à 8 années joviennes. Dans la première section de ce chapitre nous décrivons les jets, les *eddies* et le champ de température obtenus après quelques années joviennes de simulation ainsi que leur évolution temporelle. Nous mettons ainsi en évidence une structure en jets alternés dont certains migrent vers les pôles. Dans la deuxième section, nous analysons la dynamique à l’œuvre dans les simulations afin d’identifier la cause de la migration des jets et de mettre en évidence la cascade inverse transférant l’énergie des *eddies* vers les jets.

3.1 Description des phénomènes simulés

3.1.1 Jets

Évolution temporelle

Au début de chaque simulation, une douzaine de jets d’ouest apparaissent au bout de quelques milliers de jours joviens puis s’élargissent et fusionnent tout en accélérant comme nous pouvons le voir dans la figure 3.1. Ceci est attendu lors de l’équilibrage d’une simulation numérique comme Kaspi et Flierl (2007) l’ont expliqué avec des simulations idéalisées. Une fois les fusions terminées, les jets résultant se mettent à migrer vers les pôles en continuant de s’élargir. Dans la simulation modérément dissipée, il y a 4 jets progrades stabilisés à des latitudes de -65° , -18° , 19° et 60° nord ($^\circ\text{N}$). À partir de 42 000 jours joviens de simulation dans l’hémisphère nord et de 53 000 jours joviens dans l’hémisphère sud, deux jets progrades se forment au sein d’un jet rétrograde à $\pm 40^\circ$ de latitude nord avant de migrer respectivement vers le sud et le nord avant de fusionner avec les jets d’ouest situés à $\pm 60^\circ$. Ce cycle se répète au moins trois fois avec une “période” de 14 000 jours joviens dans l’hémisphère nord et quatre fois avec une période d’environ 8 000 jours joviens dans l’hémisphère sud. Dans la simulation faiblement dissipée, il y a entre 6 et 8 jets progrades présents simultanément. Seuls deux d’entre eux se stabilisent, à $\pm 15^\circ$ de latitude nord. Les autres jets apparaissent soit au sein d’un jet rétrograde entre 38° et 52° de latitude nord et sud soit en se détachant des jets progrades situés à $\pm 15^\circ$ de latitude puis

se mettent à migrer vers les pôles. Ils finissent par disparaître une fois parvenus à des latitudes supérieures à $\pm 80^\circ$. Enfin, dans les deux cas, la structure horizontale est quasiment symétrique et les jets sont tous situés entre $\pm 70^\circ$ de latitude.

La symétrie de l'écoulement et l'absence de jets aux hautes latitudes est conforme aux observations mais la migration rapide des jets vers les pôles – 60° de latitude en 15 000 jours joviens pour les plus rapides – n'est pas observée sur Jupiter. L'étude de son origine dans les simulations fait l'objet de la sous-section 3.2.1. Notons également que le nombre de jets et leur migration semble dépendre de la dissipation. Plus cette dernière est faible plus il y a de jets et plus ceux-ci migrent rapidement. Un temps de relaxation de 50 000 s correspond déjà une dissipation très faible et comme l'effet positif de sa diminution sur le nombre de jets est contrebalancé par son effet négatif sur la migration, nous n'avons pas essayé d'obtenir plus de jets en la réduisant encore plus. De plus, il se trouve que les jets sont plus rapides dans la simulation modérément dissipée et ce faisant plus proches des valeurs observées aux basses latitudes. Cela peut sembler paradoxal car nous attendons de la dissipation – implémentée sous la forme d'un laplacien itéré – qu'elle épaississe les jets et réduise leur vitesse. Cependant, sachant que la dissipation agit principalement aux plus petites échelles du modèle, rien ne dit que son action directe aux grandes échelles n'est pas contrebalancée par les conséquences de son action aux petites échelles.

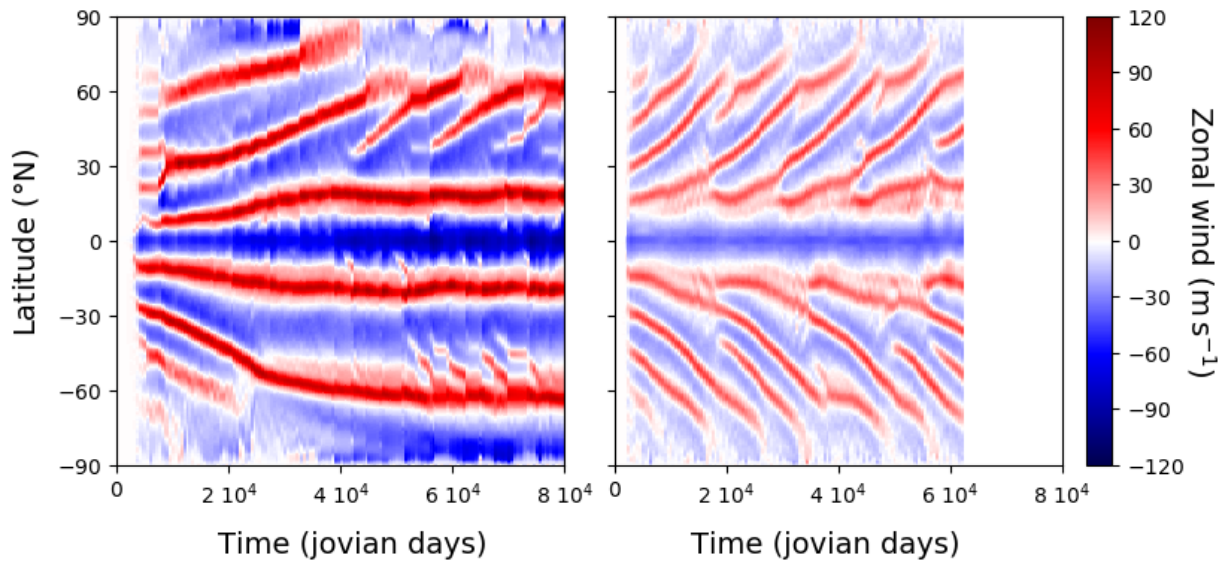


FIGURE 3.1 – *Moyenne zonale du vent zonal en fonction du temps et de la latitude à $p = 1$ bar pour une dissipation modérée à gauche et une dissipation faible à droite.*

Structure horizontale

Les atmosphères simulées étant toutes structurées en jets alternés, caractériser la structure horizontale des vents troposphériques revient essentiellement à donner la vitesse, le nombre et la largeur des jets comme cela est visible dans la figure 3.2 qui représente la moyenne zonale du vent zonal. Dans la simulation modérément dissipée, les jets progrades ont des vitesses comprises entre 40 et 100 m s^{-1} et une largeur d'une dizaine de degrés. Le jet équatorial est rétrograde, s'étend de -11°N à 11°N de latitude et sa vitesse est de -80 m s^{-1} . Les autres jets rétrogrades sont deux fois plus larges que les jets progrades et leurs vitesses sont moindres en valeur absolue car comprises entre -30 et -50 m s^{-1} . Dans la simulation faiblement dissipée, les jets progrades

sont un peu moins larges (8° environ) et leurs vitesses sont comprises entre 30 et 50 m s^{-1} . Le jet équatorial est rétrograde, s'étend de -6°N à 12°N de latitude et sa vitesse est de -35 m s^{-1} . Les autres jets rétrogrades ont des vitesses comprises entre -15 et -25 m s^{-1} et sont également un peu plus large que les jets progrades.

Une différence notable avec les observations est que le jet équatorial simulé circule dans le sens contraire de ce qui est observé. Cependant, la conservation du moment cinétique et le gradient de température tendent à produire spontanément des vents d'est à l'équateur. Cela signifie sans doute qu'un processus physique est manquant ou mal simulé dans le modèle. Une autre différence avec les observations réside dans le nombre de jets. En effet, quelle que soit la simulation, le nombre de jets simulés est deux à trois fois inférieur au nombre de jets observés (27 dans Porco *et al.* (2003) et Kaspi *et al.* (2018)). Cet écart important est partagé par de nombreux modèles de Jupiter comme ceux de Liu et Schneider (2015) et Lian et Showman (2010) qui obtiennent environ treize et cinq jets respectivement. Les simulations du modèle OPUS de Young *et al.* (2019b) ont plus de succès car elles reproduisent jusqu'à 34 jets. Dans nos simulations, les jets occupent cependant la même gamme de latitudes que les jets observés. Ils sont donc deux à trois fois plus larges que les jets observés, à l'exception du jet équatorial qui possède la même extension que le vrai jet. Dans l'ensemble, les jets de la simulation modérément dissipée ont des vitesses du même ordre de grandeur que les vitesses mesurées par *cloud tracking* même si les jets simulés des moyennes latitudes sont plutôt plus rapides et ceux des basses latitudes plutôt plus lents que les jets observés. En revanche, les jets de la simulation faiblement dissipée ont des vitesses plus faibles que celles des jets observés aux basses latitudes mais équivalentes à celles des jets observés aux moyennes latitudes. Nous constatons dans les deux simulations que les jets progrades ont des vitesses supérieures (en valeur absolue) à celles des jets rétrogrades comme ce qui est observé.

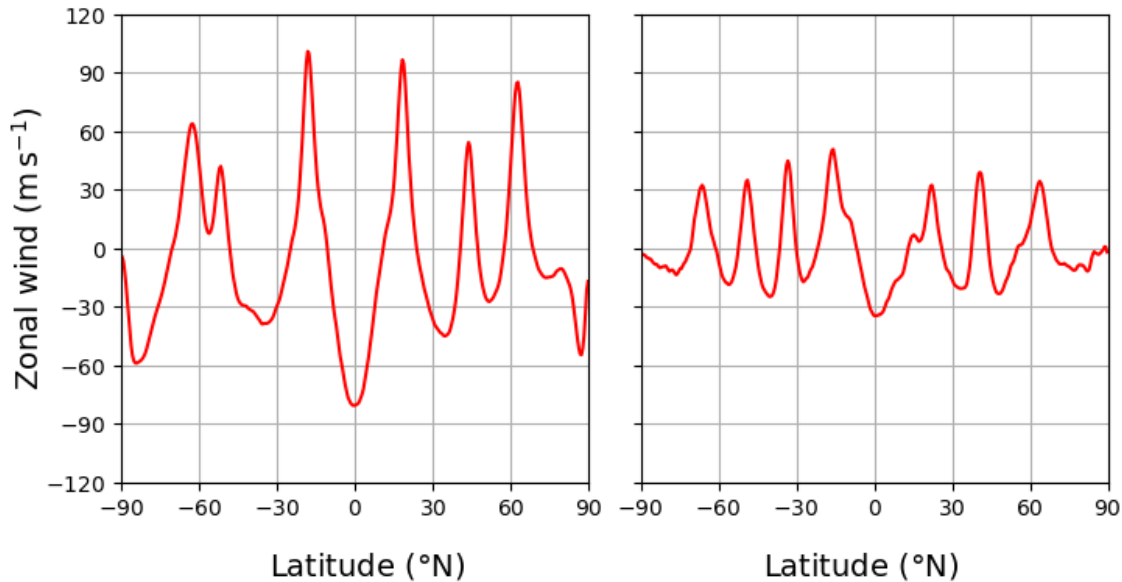


FIGURE 3.2 – Moyenne zonale du vent zonal en fonction de la latitude à $p = 1 \text{ bar}$ et $t = 60\,000$ jours joviens pour une dissipation modérée à gauche et une dissipation faible à droite. Les jets simulés sont moins nombreux et plus larges que les jets observés mais leurs vitesses sont du bon ordre de grandeur en valeur absolue (cf. figure 1.6). Le jet équatorial est rétrograde alors qu'il est prograde dans les observations.

Structure verticale

La structure verticale est similaire dans les deux simulations (*cf.* figure 3.3). Les jets s’étendent verticalement de haut en bas du modèle, c’est-à-dire dans la basse stratosphère et la troposphère. Leur vitesse et leur largeur sont constantes dans la troposphère, ce qui est révélateur d’un écoulement barotrope. Ce n’est pas le cas dans la stratosphère : les jets d’ouest voient leur vitesse varier avec l’altitude, et ce différemment selon leur latitude. Les jets situés de part et d’autre du jet équatorial voient leur vitesse croître, décroître puis croître à nouveau. Les jets d’ouest situés à de plus hautes latitudes voient leur vitesse simplement augmenter de plus en plus. Le jet équatorial est rétrograde sur toute son extension verticale même si sa vitesse oscille (et avec une plus grande amplitude dans la simulation modérément dissipée). Il s’élargit avec l’altitude entre la tropopause et le sommet du modèle et “pousse” les deux jets progrades qui l’encadrent. Le cisaillement vertical du vent zonal simulé là où Leovy *et al.* (1991) ont découvert l’oscillation quasi-quadriennale fait penser à une oscillation équatoriale mais ne présente aucune évolution temporelle autre que celles de l’équilibrage. Il semblerait que la faible résolution verticale et la proximité du toit du modèle empêchent celle-ci d’aboutir (Bardet *et al.*, 2021).

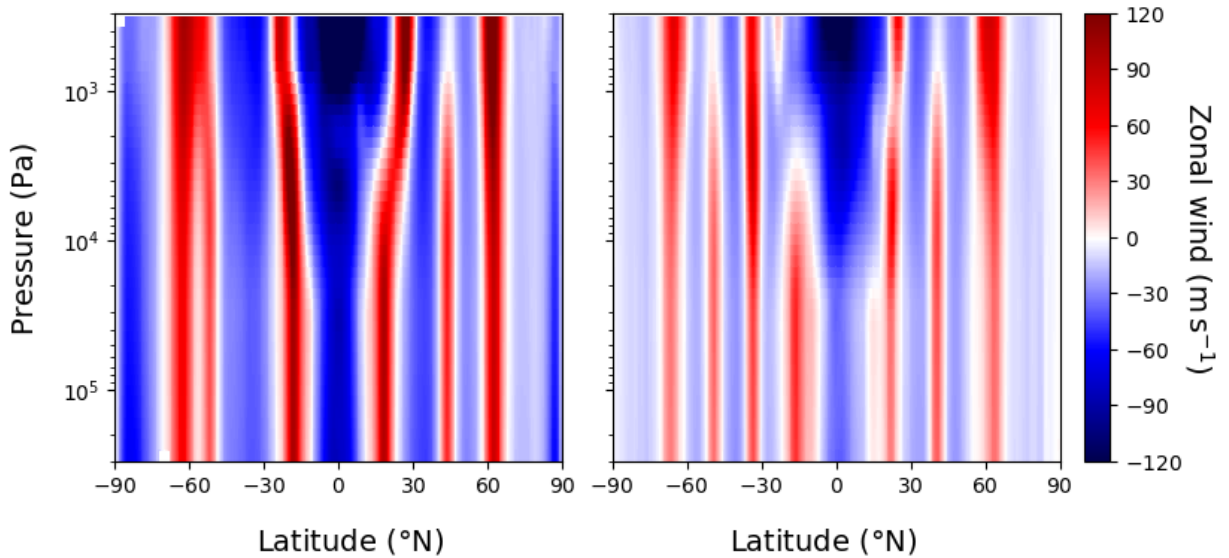


FIGURE 3.3 – Moyenne zonale du vent zonal en fonction de la pression et de la latitude à $t = 60\,000$ jours joviens pour une dissipation modérée à gauche et une dissipation faible à droite.

3.1.2 Eddies

En plus de la structure zonale et des jets, nous pouvons observer sur des “instantanés” de la vitesse zonale les phénomènes non-axisymétriques. Ces écarts à la moyennes zonales ne sont autres que les *eddies* si souvent mentionnés. Nous les divisons en trois catégories : les ondes planétaires, les “grands” vortex et la turbulence des moyennes échelles (au sens des échelles résolues par le modèle). Les *eddies* sont également visibles dans le champ de vent méridien et ce d’autant mieux que la moyenne zonale de ce dernier est beaucoup plus faible que la moyenne zonale du vent zonal – en accord avec l’organisation zonale en jets alternés.

Ondes planétaires

La sinuosité des jets simulés est la conséquence de la présence d’ondes planétaires. Dans la simulation modérément dissipée, le jet équatorial par exemple est parcouru par une onde planétaire de nombre d’onde égal à 3 qui se maintient tout au long de la simulation à partir du moment où celle-ci se stabilise. Les jets progrades des moyennes latitudes sont parfois eux-aussi parcourus par des ondes planétaires. Les nombres d’onde des modes dominants varient de 2 quand les jets font d’amples méandres (en latitude) dans les régions polaires à des valeurs situées entre 10 et 15 dans les moyennes latitudes. Quand il n’y a pas d’ondes planétaires ni de *eddies* de plus petite échelle, ce qui arrive régulièrement, les jets sont rectilignes et plus larges. Dans la simulation faiblement dissipée, il n’y a pas d’onde planétaire facilement identifiable à l’équateur mais les jets progrades des moyennes latitudes sont eux aussi sinueux avec des nombres d’onde compris entre 10 et 20. Les ondes planétaires simulées ici peuvent être des ondes de Kelvin, des ondes de Rossby ou bien des ondes de Rossby-gravité mais déterminer leur nature exacte demanderait non seulement d’en analyser la relation de dispersion mais également de réaliser des simulations supplémentaires dédiées avec des sorties de modèle plus fréquentes (tous les jours, voir Spiga *et al.* (2020)).

Grands vortex

Dans les deux simulations des vortex se forment régulièrement aux latitudes supérieures à celles du jet le plus polaire ($\sim 65^\circ\text{N}$) et beaucoup plus rarement entre les deux jets progrades des moyennes latitudes. Ces vortex ont des vitesses tangentielles comprises entre 50 et 170 m s^{-1} , c’est-à-dire comparables aux vitesses des jets et des vortex observés (Grassi *et al.*, 2018 ; Sánchez-Lavega *et al.*, 2018). Il y a des dépressions et des anticyclones. Dans la simulation modérément dissipée, les pôles sont occupés la moitié du temps par un vortex polaire. Les vortex polaires, bien que beaucoup plus stables que les autres vortex, finissent par disparaître avant d’être remplacés. Ces vortex, jamais plus de 10 simultanément à l’échelle de la planète, sont moins nombreux que ceux observés sur Jupiter et totalement absents des basses latitudes.

Turbulence

Enfin, la turbulence des moyennes échelles (résolues par le modèle) se superpose à l’ensemble (jets, vortex et ondes planétaires) et, bien que déterministe, peut prendre l’apparence d’un “bruit stochastique”. Si les ondes planétaires et les grands vortex sont facilement identifiables dans les champs de vent, ce n’est pas le cas de la turbulence. Une façon de mesurer l’intensité des *eddies* (toutes catégories confondues) est de calculer l’énergie cinétique qu’ils contiennent, ce que nous faisons ci-après.

Énergie cinétique des *eddies*

Dans la simulation modérément dissipée, la turbulence est plus énergétique au niveau des jets progrades et à l’équateur et les suit dans leur migration (*cf.* figure 3.5). Si l’énergie cinétique est constante selon la verticale dans la troposphère, elle augmente avec l’altitude dans la stratosphère. De plus, elle varie fortement au cours du temps. Il y a des moments où celle-ci est quasiment nulle dans tout un hémisphère – *e.g.* à $t = 49\,000$ jours joviens dans l’hémisphère sud – et d’autres où elle est très intense – *e.g.* à $t = 40\,000$ dans l’hémisphère nord. Des périodes “agitées” dans un hémisphère peuvent être concomitantes à des périodes “calmes” dans l’autre ou bien toute la planète peut être fortement perturbée par les *eddies* quand les deux hémisphères sont agités simultanément. L’activité des *eddies* dans la stratosphère équatoriale est plus importante dans la simulation modérément dissipée que dans la simulation faiblement

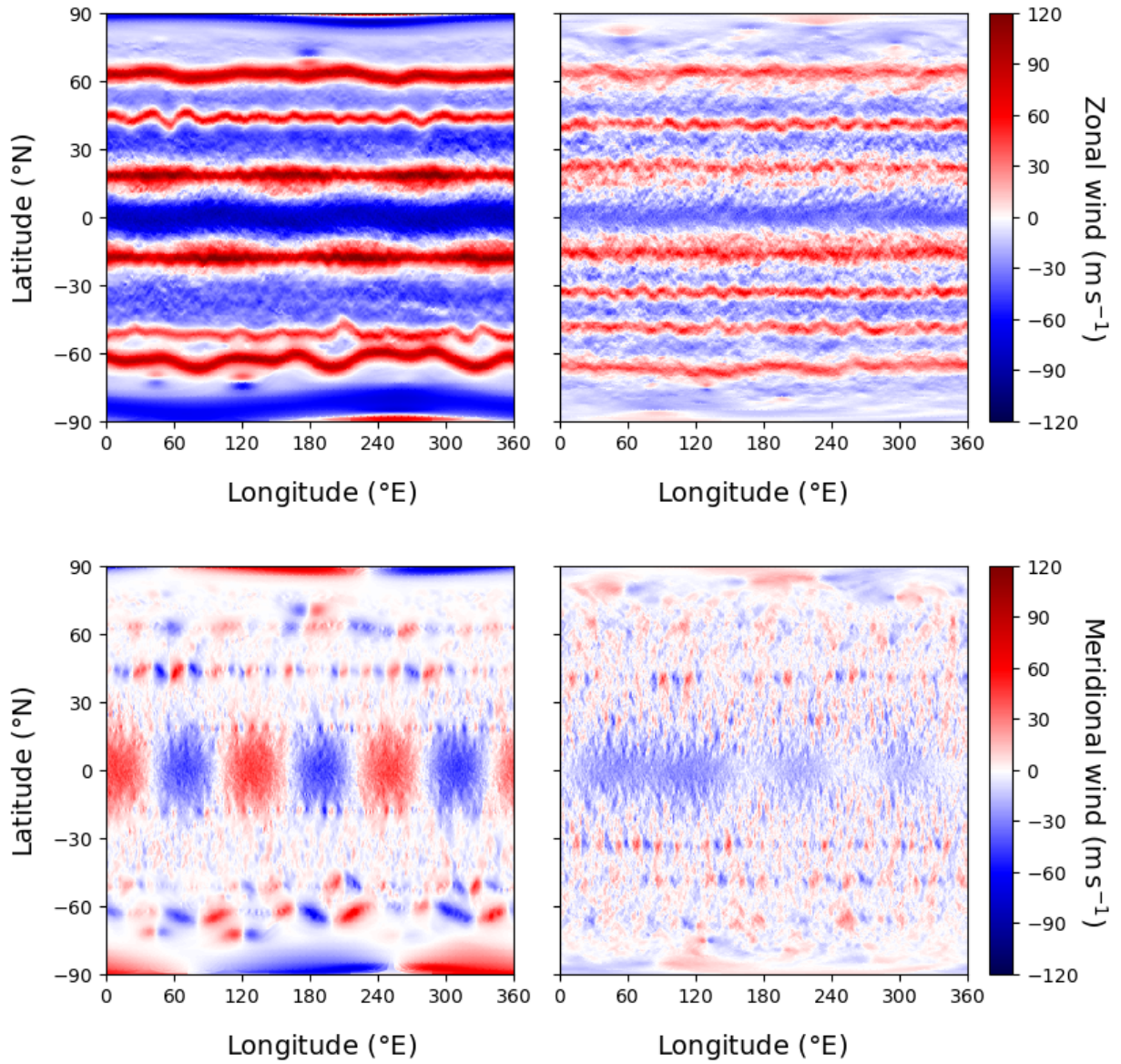


FIGURE 3.4 – En haut : vent zonal en fonction de la latitude et de la longitude à $p = 1$ bar et $t = 60\,000$ jours joviens pour une dissipation modérée à gauche et une dissipation faible à droite. En bas : vent méridien en fonction de la latitude et de la longitude à $p = 1$ bar et $t = 60\,000$ jours joviens pour une dissipation modérée à gauche et une dissipation faible à droite.

dissipée tout comme l'est le cisaillement vertical du vent zonal. Ceci conforte l'idée qu'une oscillation équatoriale prendrait spontanément naissance si le modèle le permettait (*cf.* sous-section 3.1.1). L'énergie cinétique des *eddies* a le même profil dans la simulation faiblement dissipée à ceci près qu'elle est plus faible, affiche une intermittence beaucoup moins marquée – des périodes de calme beaucoup plus courtes et aucun épisode d'agitation extrême – et est nulle à l'équateur dans la troposphère.

Les périodes de forte activité de la simulation modérément dissipée correspondent à différentes configurations des champs de vents (*cf.* figure 3.6). En effet, l'énergie cinétique ne renseigne pas sur la forme des *eddies*. En période de forte activité des *eddies*, l'énergie peut se concentrer dans des ondes planétaires et des vortex ou bien dans la turbulence des moyennes échelles comme nous pouvons le voir respectivement dans les colonnes de gauche et de droite de la figure 3.6. Lors des périodes de faible activité des *eddies*, la turbulence et les ondes planétaires disparaissent presque complètement et seuls demeurent les vortex. Ces périodes d'intenses activités ou de calme plat peuvent survenir à n'importe quelle saison et ne semblent donc pas dues aux variations saisonnières d'ensoleillement. Elles ne possèdent d'ailleurs aucune période clairement identifiable. Si le mécanisme à l'origine de ces variations d'activités est bien physique cela pourrait, par le biais de variations de composition chimiques – être une cause possible des changements de couleur des bandes (Fletcher *et al.*, 2011).

Enfin, les champs de vent et l'énergie cinétique des *eddies* semblent tout deux indiquer que la turbulence est proportionnellement plus importante – par rapport aux jets – dans la simulation faiblement dissipée que dans la simulation modérément dissipée tout en étant plus faible en valeur absolue. Cet écart peut être quantifié grâce à des outils d'analyse spectrale qui seront exposés dans la sous-section 3.2.2.

3.1.3 Structure thermique

Évolution temporelle

Nous pouvons voir dans l'évolution de la moyenne zonale de la température représentée en figure 3.7 que les deux simulations partent du même état initial. La température décroît avec le temps dans les deux cas avant de se stabiliser. Cela est dû au fait que la température initiale est le résultat du modèle radiatif-convectif unidimensionnel avec des conditions moyennées sur toute la planète et ne prenant en compte aucun effet dynamique. L'équilibre se fait en 4 années joviennes dans les deux simulations mais ne se fait pas tout à fait à la même température : 165,5 K pour la simulation modérément dissipée et 164,9 K pour la simulation faiblement dissipée. Cette différence est d'origine dynamique car seuls les paramètres de dissipation sont différents. Cette petite différence illustre le couplage subtil entre structure thermique et dynamique. À cette tendance générale se superposent des variations saisonnières très modérées de 0,5 K pic à pic qui correspondent à une combinaison des effets de l'obliquité et de l'excentricité de Jupiter avec une influence superposée de la dynamique. Le cycle saisonnier est plus “bruité” dans la simulation modérément dissipée probablement car des vents (jets et ondes) plus forts ont plus d'impact sur la structure thermique. Nous pouvons remarquer que les variations de température induites par la dissipation sont du même ordre de grandeur que les variations saisonnières. La dissipation est un paramètre mal contraint et pourtant, en l'absence de variations saisonnières significatives, le modèle y devient très sensible, ce qui illustre la difficulté de la simulation numérique de Jupiter.

Gradient méridien

Si nous nous intéressons maintenant aux variations méridiennes de température une fois que les simulations ont convergé, nous constatons la présence d'un gradient équateur-pôle dans

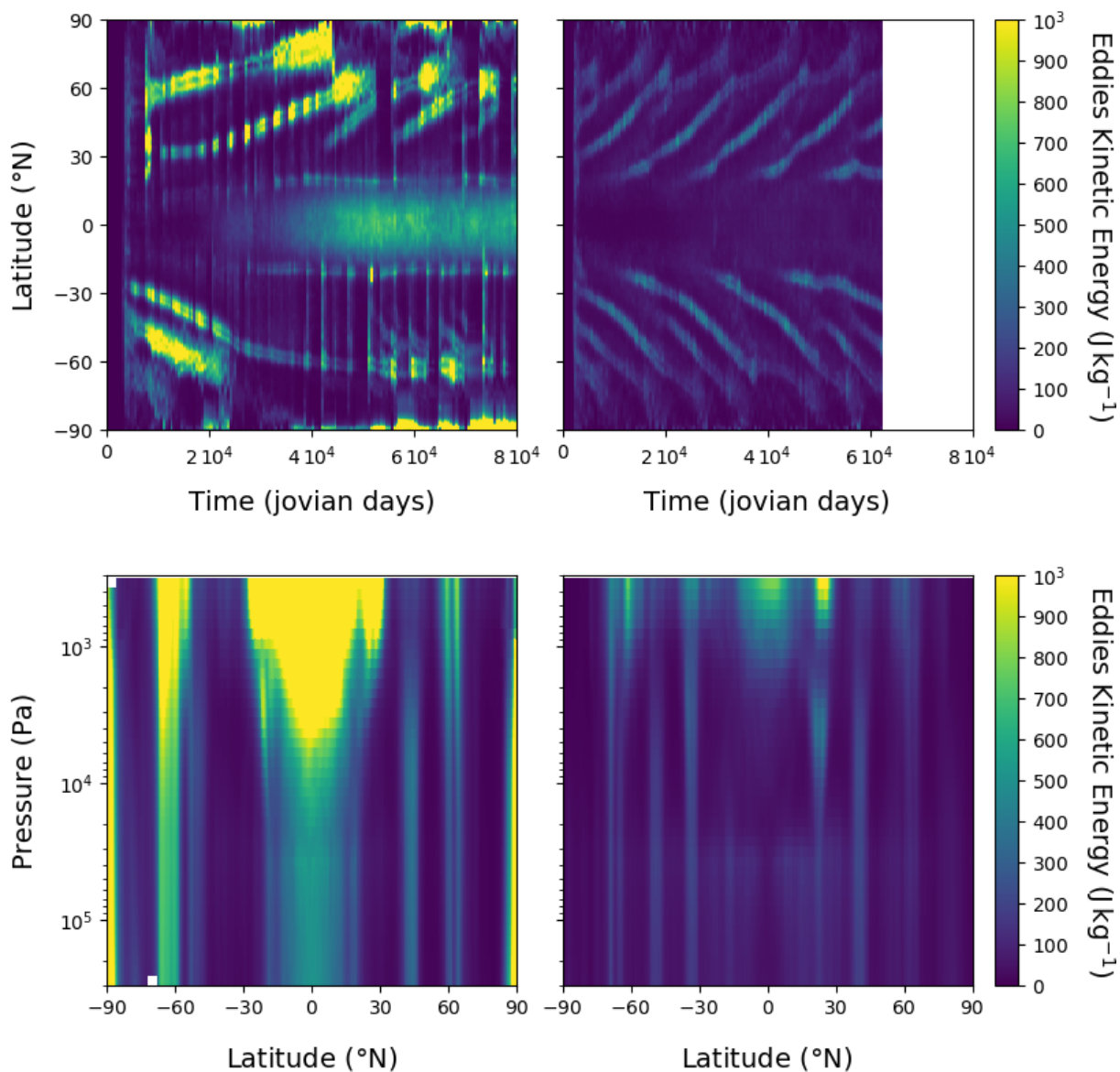


FIGURE 3.5 – En haut : énergie cinétique des eddies en fonction du temps et de la latitude à $p = 1$ bar pour une dissipation modérée à gauche et une dissipation faible à droite. En bas : énergie cinétique des eddies en fonction de la latitude et de la pression à $t = 60\,000$ jours joviens pour une dissipation modérée à gauche et une dissipation faible à droite.

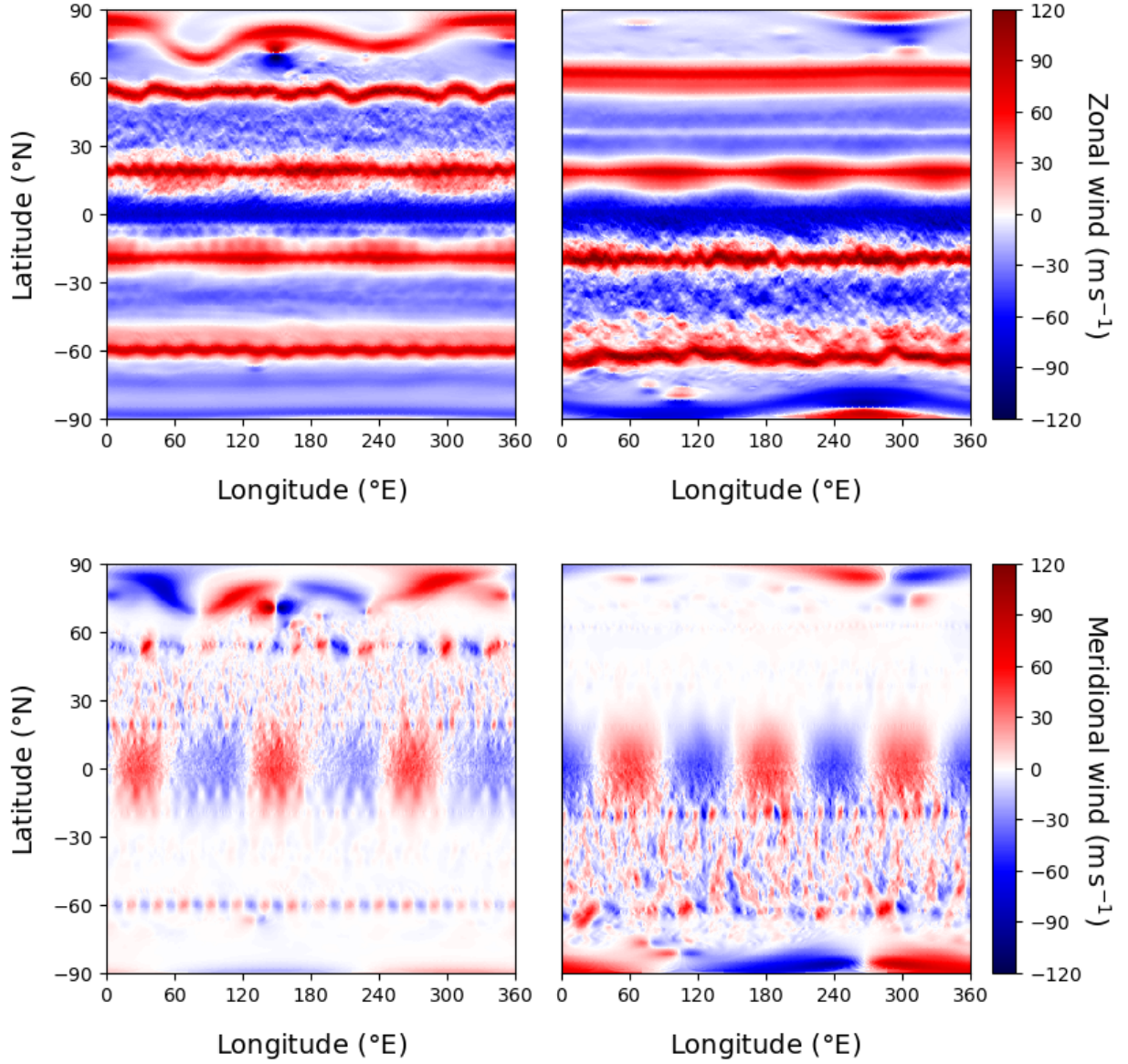


FIGURE 3.6 – En haut : vent zonal de la simulation modérément dissipée à $p = 1$ bar en fonction de la longitude et de la latitude pour $t = 40\,500$ à gauche et $t = 77\,500$ à droite. En bas : vent méridien de la simulation modérément dissipée à $p = 1$ bar en fonction de la longitude et de la latitude pour $t = 40\,500$ jours joviens à gauche et $t = 77\,500$ à droite. L'activité des eddies est forte dans l'hémisphère nord et faible dans l'hémisphère sud à $t = 40\,500$ jours joviens et c'est l'inverse à $t = 77\,500$ jours joviens.

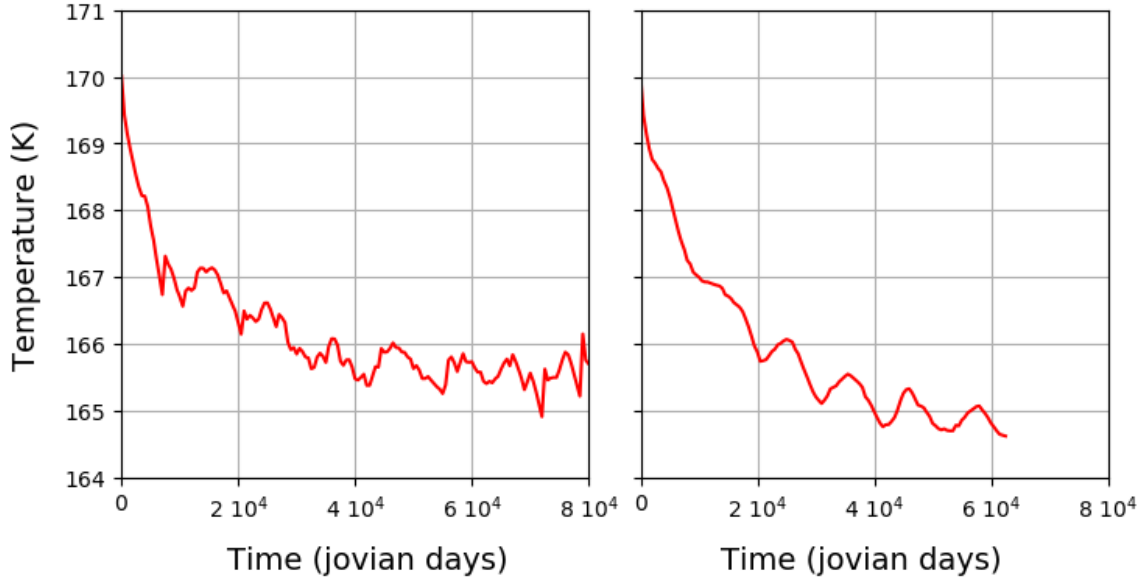


FIGURE 3.7 – Moyenne zonale de la température en fonction du temps à $p = 1$ bar et $\varphi = 60^\circ N$ pour une dissipation modérée à gauche et une dissipation faible à droite.

chacune d’elles, y compris à $p = 1$ bar où il est de 8 K dans la simulation modérément dissipée et de 3 K dans la simulation faiblement dissipée. Dans les deux cas le gradient méridien de température est plus important que ce que les observations suggèrent, à savoir un gradient quasiment nul, mais toujours nettement plus faible que le gradient méridien de 28 K obtenu en faisant tourner le modèle sans dynamique – *i.e.* en utilisant le modèle radiatif-convectif unidimensionnel pour tout un ensemble de latitudes (Guerlet *et al.*, 2020). Ainsi, la dynamique ayant lieu à des échelles supérieures au demi-degré et à des pressions inférieures à 3 bar est déjà capable de diminuer le gradient induit par la variation latitudinale de flux solaire de 70% dans la simulation faiblement dissipée et de 90% dans la simulation fortement dissipée. Dans la simulation modérément dissipée, contrairement à la simulation faiblement dissipée où la température tend “doucement” vers 164 K dans les deux hémisphères, la température décroît brusquement de 2 K entre $80^\circ N$ et $90^\circ N$ de latitude et de 4 K entre 75° et 90° de latitude sud. Cela est probablement dû aux puissants vortex polaires présents uniquement dans la simulation modérément dissipée.

3.2 Analyse dynamique

3.2.1 Conditions d’instabilité

Instabilités barotropes et baroclines

Comme évoqué dans l’introduction, les principales sources de *eddies* pouvant alimenter la cascade inverse d’énergie dans notre modèle sont les instabilités barotropes et baroclines. Le premier type d’instabilité convertit l’énergie cinétique de l’écoulement moyen (au sens de la moyenne zonale) en énergie cinétique des *eddies* quand le second convertit de l’énergie potentielle thermique en énergie cinétique des *eddies*. Pour pouvoir se développer, ces instabilités ont besoin de conditions favorables de cisaillement du vent ou de gradient de température. Plus précisément, les instabilités barotropes ne peuvent se développer que si le critère de Rayleigh-Kuo est satisfait

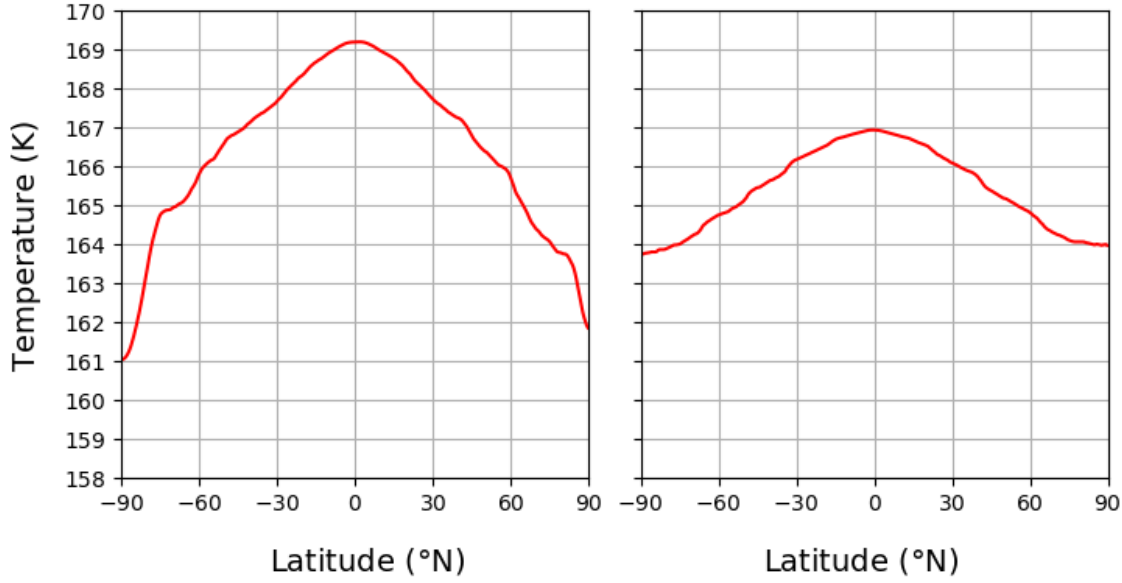


FIGURE 3.8 – *Moyenne zonale de la température en fonction de la latitude à $p = 1$ bar et $t = 60\,000$ jours joviens pour une dissipation modérée à gauche et une dissipation faible à droite.*

(Vallis, 2006), c'est-à-dire si le gradient méridien de vorticité potentielle

$$\left[\frac{\partial q}{\partial y} \right]_{bt} = \beta - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2}$$

change de signe dans le domaine, où \bar{u} est la moyenne zonale du vent zonal et $\beta = 2\Omega \cos(\varphi)/R_J$. Le cas de l'instabilité barocline est plus complexe. Les conditions suffisantes pour que les instabilités baroclines puissent se développer sont au nombre de quatre et constituent le critère de Charney-Stern-Pedlosky (Vallis, 2006). Pour cela il faut soit que $[\partial q/\partial y]_{bc}$ change de signe dans le domaine (condition n° 1) soit que $[\partial q/\partial y]_{bc}$ ait un signe opposé à celui de $\partial \bar{u}/\partial z$ au sommet du domaine (condition n° 2) soit que $[\partial q/\partial y]_{bc}$ ait le même signe que $\partial \bar{u}/\partial z$ à la base du domaine (condition n° 3) soit que $[\partial q/\partial y]_{bc} = 0$ et $\partial \bar{u}/\partial z$ ait le même signe au sommet et à la base du domaine (condition n° 4), où $[\partial q/\partial y]_{bc}$ est le gradient méridien de vorticité potentielle (expression tridimensionnelle complète incluant la baroclinicité) :

$$\left[\frac{\partial q}{\partial y} \right]_{bc} = \beta - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \mathcal{Z}} \left[\rho \frac{f^2}{N^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \mathcal{Z}} \right]$$

qui dépend de la pseudo-altitude $\mathcal{Z} = -H \ln p/p_0$, de la fréquence de Brunt-Väisälä N , du facteur de Coriolis $f = 2\Omega \sin(\varphi)$ et de la densité atmosphérique ρ que nous supposons varier uniquement selon \mathcal{Z} . La fréquence de Brunt-Väisälä étant égale à 0 dans un milieu bien mélangé (neutre du point de vue de l'instabilité convective), ce diagnostic n'est pas défini dans la troposphère.

Analyse des simulations

Les deux simulations se comportant de la même façon, nous n'analysons dans cette section que le cas modérément dissipé. Rappelons que dans cette simulation les jets progrades sont au nombre de quatre et situés à des latitudes de -65° , -18° , 19° et 60°N . De plus, à $t = 60\,000$ jours

joviens, nous avons deux jets supplémentaires situés à 50°N et -60°N . Le premier est en train de migrer vers le pôle nord et le second est en train de fusionner avec le jet situé à -65°N . Sur la figure 3.9, nous pouvons voir que les jets progrades sont barotropiquement instables sur leurs flancs équatoriaux et polaires sur quasiment toute leur extension verticale et que la stratosphère est entièrement instable barocliniquement. Les jets progrades sont instables parce qu'ils vérifient la condition n° 3 et les jets rétrogrades parce qu'ils vérifient la condition n° 4. Les jets progrades vérifient la condition n° 1 sur leur deux flancs pour $p < 10$ mbar puis uniquement sur leur flanc polaire à $\pm 65^\circ$ nord pour $10 < p < 200$ mbar.

Chemke et Kaspi (2015) ont montré avec un modèle idéalisé que les jets pouvaient migrer sous l'effet de l'instabilité barocline, et ce d'autant plus rapidement que la rotation était rapide. Celle-ci étant plus forte sur les flancs orientés vers les pôles des jets, les *eddies* accélèrent l'écoulement moyen à des latitudes légèrement supérieures à celle du jet. Ceci a pour effet de décaler simultanément la zone de plus forte instabilité (dépendant du gradient méridien de \bar{u}). Dans le même temps, l'instabilité n'est plus assez forte au niveau de l'ancienne latitude du jet pour maintenir sa vitesse et celui-ci diminue. Nous assistons alors à la migration du jet. Si les jets migrent jusqu'à leur disparition dans les régions polaires et que d'autres jets se forment continuellement dans l'espace libéré alors il n'y a aucune raison pour que la situation se stabilise comme nous pouvons l'observer dans les simulations idéalisées de Chemke et Kaspi (2015) ou dans la simulation faiblement dissipée (*cf.* figure 3.1). La stabilisation de la latitude des jets dans la simulation plus modérément dissipée résulte probablement d'une combinaison des effets des instabilités barotropes et baroclines. Aux hautes latitudes, l'instabilité barocline est si forte que les jets deviennent extrêmement sinueux et les perturbations non axisymétriques finissent par dominer l'écoulement moyen axisymétrique (jets).

Dans les simulations de Saturne réalisées par Spiga *et al.* (2020), les jets progrades ont un comportement similaire à celui obtenu dans la simulation modérément dissipée de Jupiter (*i.e.* migrent puis se stabilisent) dont la cause est identique. Un résultat à peu près comparable est obtenu par Young *et al.* (2019b) dans leur simulation sans flux de chaleur interne. Cependant, dans leur simulation avec flux de chaleur interne, la migration change de sens et les jets progrades, qui se forment aux hautes latitudes, migrent ensuite vers l'équateur jusqu'à fusionner avec le jet équatorial. C'est d'ailleurs dans cette simulation que Young *et al.* (2019b) reproduisent un jet équatorial prograde grâce à l'apport de moment cinétique orienté vers l'est par ces jets. Néanmoins, quel que soit son sens dans les diverses simulations, la migration n'est tout simplement pas observée sur Jupiter, ce qui pose la question du phénomène la contrebalançant.

3.2.2 Énergie et spectres

Afin d'étudier l'origine dynamique des jets – supposée prendre la forme d'une cascade inverse d'énergie – il est nécessaire de pouvoir séparer les *eddies* de la moyenne zonale de l'écoulement. Une manière de procéder consiste à exprimer le champ de vitesse dans la base des harmoniques sphériques. En effet, les harmoniques sphériques constituent une base dans laquelle nous pouvons décomposer toute fonction continue définie sur une sphère. La décomposition ainsi obtenue est analogue à la décomposition en série de Fourier des fonctions périodiques, d'où son intérêt pour séparer les différentes échelles spatiales.

Les harmoniques sphériques, notées Y_n^m où n est le degré et m l'ordre azimutal, sont définies telles que l'axe de rotation de la planète corresponde à $m = 0$. Ainsi, toutes les harmoniques telles que $m = 0$ sont axisymétriques et les harmoniques telles que $m \neq 0$ ne le sont pas. A chaque échelle spatiale typique L associée à une latitude φ correspond une harmonique dont le degré est $n = 2\pi R_J/L$ (Cabanes *et al.*, 2020). En l'occurrence, l'harmonique sphérique Y_n^m s'annule sur m méridiens et sur $|n - m|$ parallèles. Dans le cas discret du modèle et compte tenu du fait que les sorties sont interpolées sur une grille latitude-longitude de $0,5^\circ$ de résolution (*cf.* sous-section

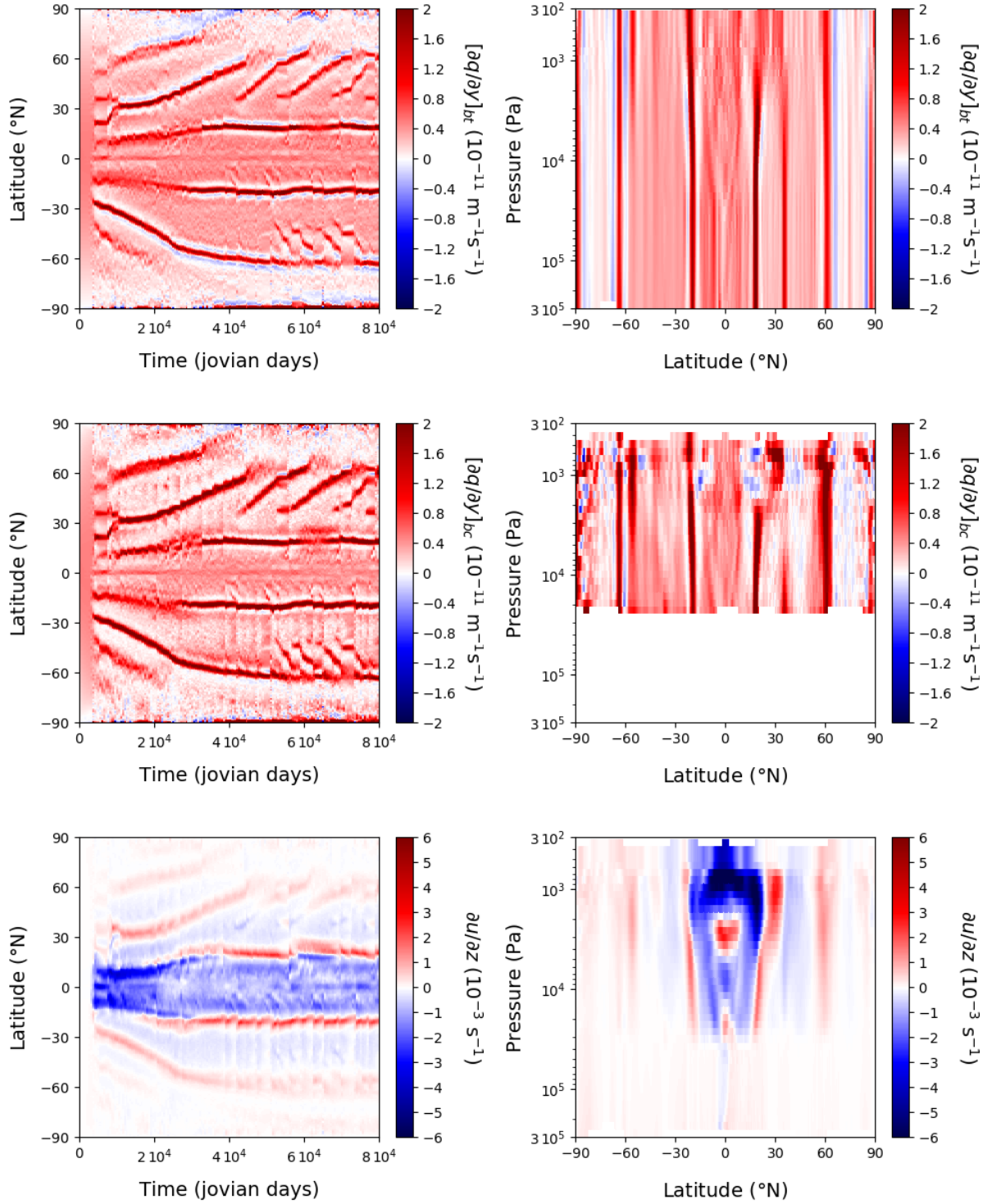


FIGURE 3.9 – *En haut* : gradient méridien de la moyenne zonale de la vorticité potentielle 2D q . *Au milieu* : gradient méridien de la moyenne zonale de la vorticité potentielle 3D incluant la baroclinicité. *En bas* : cisaillement vertical de la moyenne zonale du vent zonal. Ces grandeurs sont représentées en fonction du temps et de la latitude à $p = 0,1$ bar dans la colonne de gauche et en fonction de la latitude et de la pression à $t = 60\,000$ jours joviens dans la colonne de droite. Notons que $[\partial q / \partial y]_{bc}$ n'est pas défini dans la troposphère.

2.2.2), seules les harmoniques telles que $n \leq 360$ sont nécessaires pour les décomposer.

Pour calculer l'énergie E_n^m correspondant à la composante de l'écoulement portée par l'harmonique Y_n^m , il est utile de séparer en la somme d'un rotationnel et d'une divergence en amont de la décomposition en harmoniques sphériques. A partir des deux décompositions que nous obtenons nous pouvons calculer l'énergie E_n^m avec la formule suivante :

$$E_n^m = \frac{R_J^2}{n(n+1)} \mathcal{R}(\xi_n^m \overline{\xi_n^m} + \delta_n^m \overline{\delta_n^m})$$

où ξ et δ sont les coefficients de la décomposition en harmoniques sphériques du rotationnel et de la divergence et où les opérateurs $\overline{}$ et $\mathcal{R}()$ renvoie respectivement le complexe conjugué et la partie réelle de l'argument. Les quantités d'énergie contenues dans l'écoulement moyen E_j et les *eddies* E_e à l'échelle n et pour toutes les échelles réunies sont respectivement données par :

$$\begin{aligned} E_j(n) &= E_n^0 & E_j &= \sum_{n=0}^{360} E_j(n) \\ E_e(n) &= 2 \sum_{m=1}^n E_n^m & E_e &= \sum_{n=1}^{360} E_e(n) \end{aligned}$$

Si cette technique permet de séparer avantageusement l'écoulement entre la contribution des *eddies* (*i.e.* la partie non-axisymétrique de l'écoulement) et la contribution des jets (*i.e.* la partie axisymétrique de l'écoulement), il s'agit de diagnostics globaux qui ne permettent plus de saisir les détails locaux comme dans la sous-section précédente. Ces diagnostics ont été implémentés et appliqués à l'étude de l'atmosphère de Saturne par Cabanes *et al.* (2020). Nous les appliquons ici à l'étude de la troposphère de nos simulations de Jupiter – en excluant les niveaux du modèle situés trop bas et trop près de la tropopause pour n'inclure ni effets de bords ni régions dynamiquement différentes.

Énergie de l'écoulement

Tout comme la température, l'évolution temporelle de la quantité d'énergie renseigne sur le niveau de convergence des simulations. Nous pouvons voir dans figure 3.10 que la quantité d'énergie contenue dans l'écoulement augmente très rapidement durant les premiers milliers de jours joviens puis se stabilise concomitamment à l'apparition des jets dans les deux simulations. Encore une fois, la valeur à l'équilibre diffère significativement entre les deux simulations avec une énergie totale de l'ordre de 4000 J kg^{-1} dans la simulation modérément dissipée et de 1300 J kg^{-1} dans la simulation faiblement dissipée. Un gros plan sur les premiers milliers de jours montrerait que la part des *eddies*, initialement moins énergétique du fait du développement rapide d'une très faible circulation axisymétrique à l'équateur, croît la première avant d'être rejointe puis dépassée par la partie axisymétrique lors de la formation des jets. La domination des *eddies* lors de l'apparition des instabilités formant les jets est plus nette dans la simulation faiblement dissipée que dans la simulation modérément dissipée. Les *eddies* possèdent toujours une énergie relativement plus importante dans la simulation faiblement dissipée une fois la situation stabilisée : environ 30% de l'énergie totale contre 20% dans la simulation modérément dissipée. Le fait que les *eddies* soient relativement moins importants dans une simulation plus dissipée est attendu et cohérent avec l'aspect des champs de vitesses représentés en figure 3.4. Cependant, cette différence n'est pas due à une diminution de l'énergie contenue dans les *eddies* eux-mêmes, qui est à peu près la même dans les deux simulations (400 et 700 J kg^{-1}), mais à une augmentation de l'énergie contenue dans la partie axisymétrique de l'écoulement (1000 J kg^{-1} contre 3000 J kg^{-1}). Ceci est cohérent avec la présence de jets plus rapides dans la simulation

modérément dissipée. La dissipation semble donc agir davantage sur le transfert d'énergie vers les grandes échelles que sur l'énergie contenue dans la turbulence, et ce d'autant plus qu'elle est élevée (dans la limite de dissipations n'empêchant pas les *eddies* de se développer).

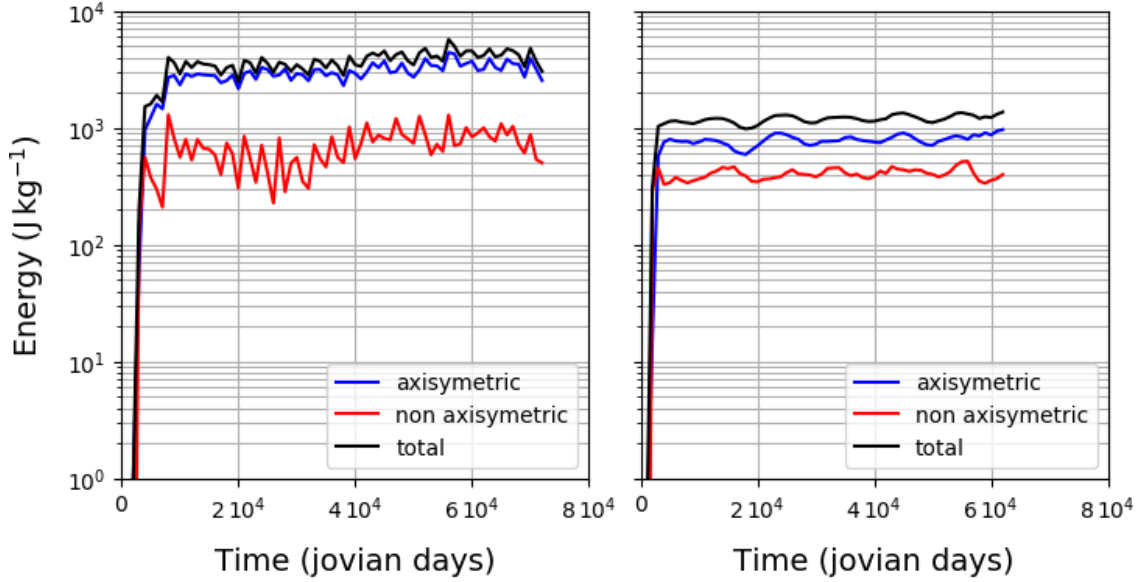


FIGURE 3.10 – Évolution en fonction du temps de la quantité d'énergie contenue dans l'écoulement pour une dissipation modérée à gauche et une dissipation faible à droite. L'écoulement axisymétrique (i.e. les jets) est en bleu, l'écoulement non-axisymétrique (i.e. les *eddies*) est en rouge et l'écoulement total (i.e. jets plus *eddies*) est en noir.

Échelles caractéristiques

Au delà de la séparation entre contribution des jets et contribution des *eddies* à l'énergie cinétique totale, la décomposition en harmonique sphérique permet de s'intéresser à sa répartition quand elle est exprimée en fonction du degré n des harmoniques. Il est même possible d'avoir accès à son transfert entre les différentes échelles spatiales grâce au calcul du flux spectral d'énergie. Avant d'aller plus loin dans l'analyse, nous rappelons ce que la théorie prédit de la distribution spectrale de l'énergie dans le cas de Jupiter (cf. figure 3.11).

Dans la turbulence isotrope tridimensionnelle, énergie et enstrophie (cf. sous-section 3.2.2 pour une définition de l'enstrophie) sont transférées des grandes vers les petites échelles. Dans la turbulence bidimensionnelle (ou géostrophique), l'enstrophie est toujours transférée des grandes vers les petites échelles mais l'énergie est transférée dans le sens opposé. Il s'agit alors d'une cascade inverse d'énergie par opposition au cas tridimensionnel. Comme évoqué dans l'introduction, il est attendu que la turbulence se comporte au moins partiellement comme dans le cas bidimensionnel, plutôt sous l'effet de la rotation rapide que du fait de la finesse de l'atmosphère (toutes deux pouvant y contribuer). Dans ce cas, la théorie prédit un spectre des *eddies* comportant trois régimes dynamiques caractérisés par leur dépendance en n :

- Le premier régime s'installe aux échelles supérieures à l'échelle d'injection n_i – i.e. l'échelle à laquelle début la cascade inverse d'énergie. Ce régime correspond à l'établissement d'une cascade directe d'énergie liée à la turbulence isotrope tridimensionnelle. L'énergie de l'écoulement y est proportionnelle à n^{-3} .

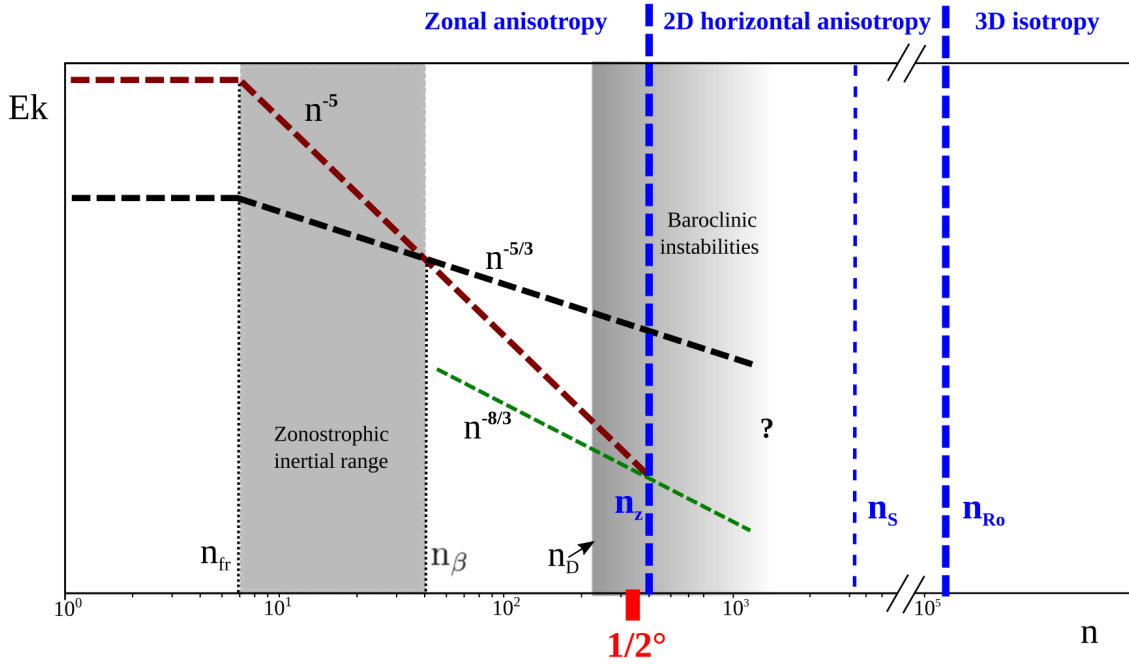


FIGURE 3.11 – *Distribution spectrale théorique de l'énergie de l'écoulement zonal en rouge et des eddies en noir (figure extraite de Cabanes et al. (2020)). Les échelles caractéristiques sont indiquées avec des valeurs approximatives où n_{Ro} est l'échelle de Rossby, n_S est l'échelle telle que le rapport d'aspect d'une colonne d'atmosphère vaut $1/2$, n_z est l'échelle zonale, n_D est le premier rayon de déformation de Rossby, n_β est l'échelle de transition et n_{fr} est l'échelle au delà de laquelle la friction de grande échelle dissipe l'énergie. Sur le schéma figure également le spectre théorique de l'énergie contenue dans les harmoniques d'ordre azimutal m fixé en vert, caractérisé par une pente en $-8/3$ aux échelles inférieures à n_{fr} pour $m \neq 0$ ou à n_z pour $m = 0$. La pente en n^{-3} du spectre d'énergie correspondant au régime de turbulence isotrope tridimensionnelle n'est pas représentée sur cette figure.*

- Le deuxième régime se met en place entre l'échelle d'injection n_i et l'échelle **zonale** n_z . Ce régime est caractérisé par le fait que l'énergie E_n^m contenue dans chacune des échelles n et m y est proportionnelle à $n^{-8/3}$. Comme il y a $2n$ valeurs de $m \neq 0$ possibles pour chaque degré n , la somme de $2n$ droites de pente $-8/3$ devient la droite de pente $-5/3$ du spectre des *eddies* ($E_e(n)$).
- Le troisième régime se met en place entre l'échelle zonale n_z et l'échelle **de friction** n_{fr} – *i.e.* l'échelle au-delà de laquelle la friction de grande échelle dissipe l'énergie contenue dans l'écoulement. Ce régime est caractérisé par le fait que l'énergie $E_j(n)$ contenue dans l'écoulement axisymétrique y est proportionnelle à n^5 , ce qui fait que l'énergie contenue dans l'écoulement moyen $E_j(n)$ va croître plus rapidement que celle contenue dans les *eddies* $E_e(n)$ quand n décroît. Nous pouvons alors définir l'échelle **de transition** n_β comme étant l'échelle à laquelle les droites de pente -5 et $-5/3$ s'intersectent. Nous pouvons alors distinguer deux situations selon que n_β est inférieur ou supérieur à n_{fr} . Si $n_\beta < n_{fr}$, alors les *eddies* domineront l'écoulement à toutes les échelles. Sinon, ce troisième régime est en fait divisible en deux, un régime situé entre n_z et n_β dominé par les *eddies* et un régime situé entre n_β et n_{fr} dominé par les jets. Le premier cas se retrouve sur les planètes à rotation lente et le second sur les planètes à rotation rapide comme Jupiter (car n_β et n_z dépendent fortement de la vitesse de rotation de la planète en question).

Nous nous retrouvons alors avec un spectre ayant la forme schématisée en figure 3.11 .

—
—
—
—

Dans nos simulations, l'échelle d'injection n_i devrait être à peu près égale au **premier rayon de déformation de Rossby** n_D (Cabanès *et al.*, 2020). En effet, seule l'instabilité barocline génère des *eddies* capables d'alimenter les jets et celle-ci ne se développe qu'à des échelles inférieures ou égales à $n_D = 2\pi R_J \langle f \rangle / N H$ où H est la hauteur d'échelle, N est la fréquence de Brunt-Väisälä et $\langle f \rangle = 4\Omega/\pi$. Avec $15 < H < 30$ km (selon que l'on considère la tropopause ou la stratosphère) et $N \approx 0,02$ (constaté dans les simulations et cohérent avec Watkins et Cho (2013)) nous avons $180 < n_D < 300$. La résolution horizontale des simulations étant de $0,5^\circ$, elle ne permet de résoudre que le premier rayon de déformation de Rossby. Cela implique que le régime en n^{-3} ne devrait pas être visible dans les spectres d'énergie des simulations car non résolu . De l'autre côté du spectre se trouve l'échelle de friction n_{fr} qui peut être approximée par l'**échelle de Rhines** n_R (Sukoriansky, Dikovskaya, et Galperin, 2007) bien qu'il s'agisse d'abord de l'échelle caractéristique de la largeur des jets (Rhines, 1975). Elle est définie par $n_R = R_J \sqrt{\beta/2U}$ où U est la racine du carré moyen de la vitesse des *eddies*.

Dans le but de déterminer à quelles échelles la turbulence est contrainte à adopter – au moins partiellement – un comportement bidimensionnel, nous introduisons deux échelles caractéristiques supplémentaires. La première est liée au nombre de Rossby Ro , qui traduit l'influence de la rotation sur l'écoulement, et notée n_{Ro} . Ainsi, toutes les échelles telles que $n < n_{Ro}$ peuvent contribuer à la cascade inverse d'énergie induite par la rotation rapide (turbulence bidimensionnelle dans des cylindres tangents). Sur Jupiter, $Ro \sim 1000$ si nous adoptons l'expression $n_{Ro} = 2\pi R_J \langle f \rangle / U$ où $U \approx 100$ m s⁻¹. La deuxième échelle caractéristique, notée n_S , est liée au confinement géométrique de l'écoulement. En effet, Celani, Musacchio, et Vincenzi (2010) ont montré que le comportement bidimensionnel de la turbulence pouvait commencer à se manifester dès $S = 1/2$ où S est le rapport de la hauteur de l'atmosphère Δz par la dimension horizontale des *eddies* L . Nous définissons alors n_S comme étant l'échelle pour laquelle $S = 1/2$ et pour toute échelle $n < n_S$ le confinement géométrique commence à se manifester. Avec $\Delta z \approx 175$ km, nous avons $n_S \sim 5000$. Les échelles n_{Ro} et n_S étant toutes deux très inférieures à la résolution du modèle ($n = 360$), nous nous attendons à voir une cascade inverse d'énergie dans nos simulations mais, le cas échéant, nous ne pouvons pas déterminer dans quelle mesure chacun de ces deux effets y contribue.

Spectres d'énergie

Les spectres d'énergie des deux simulations sont visibles en figure 3.12 avec la partie axisymétrique en bleu et les *eddies* en rouge. L'aspect général des spectres est le même dans les deux simulations. Les jets contiennent plus d'énergie que les *eddies* aux grandes échelles (n petit) et c'est l'inverse aux petites échelles (n grand). De plus, l'énergie cinétique de l'écoulement décroît rapidement quand n augmente, avec une pente proche de -5 pour la partie axisymétrique et proche de $-5/3$ pour la partie non-axisymétrique. L'aspect général des spectres est donc cohérent avec la présence d'une cascade inverse d'énergie (*cf.* sous-section 3.2.2) mais n'est cependant pas une preuve de son transfert des petites vers les grandes échelles. Nous pouvons alors en déduire approximativement les échelles de friction n_{fr} , de Rhines n_R et de transition n_β . En effet, l'énergie est constante pour $n \leq n_{fr}$, l'énergie des jets est maximum pour $n \approx n_R$ et les droites de pente -5 et $-5/3$ approximant les spectres s'intersectent en $n = n_\beta$. Nous avons $n_{fr} = 2$, $n_R = 9$ et $n_\beta = 30$ dans la simulation modérément dissipée et nous avons $6 < n_{fr} < 20$,

$10 < n_R < 20$ et $20 < n_\beta < 30$ dans la simulation faiblement dissipée. En utilisant la définition du point 3.2.2 pour calculer l'échelle de Rhines, nous obtenons dans les deux simulations une valeur de l'ordre de 10 à $p = 1$ bar ce qui est compatible avec la lecture directe sur les spectres.

Si nous comparons maintenant les différentes échelles simulées aux échelles observées (cf. sous-section 3.2.2), nous pouvons constater que les premières sont généralement plus grandes (n plus petit) que les dernières. En effet, la valeur de n_β simulée est environ deux fois plus faible que la valeur mesurée par Galperin *et al.* (2014). De même, la valeur de l'échelle de Rhines est deux à trois inférieure à celle déduite des observations. Cela est cohérent avec la présence de jets simulés deux à trois fois moins nombreux que les jets observés. Cela semble également indiquer que l'instabilité barocline – ou au moins sa contribution aux *eddies* d'échelle proche de n_D – est insuffisante pour expliquer le nombre de jets et les frontières des différents régimes dynamiques. Enfin, les échelles de Rhines et de friction sont passablement différentes, bien que l'échelle de friction est difficile à déterminer dans les spectres à cause du “bruit”.

Il y a naturellement quelques différences notables entre nos simulations et le cas idéalisé de cascade inverse. Premièrement, dans la simulation modérément dissipée, l'énergie des *eddies* est supérieure à celle des jets pour $3 \leq n \leq 6$. Ces petites valeurs de n correspondent à des ondes planétaires et le pic le plus haut, atteint pour $n = 3$, est probablement dû à l'onde équatoriale très marquée que nous mentionnons dans la section 3.1.2. Deuxièmement, la pente de l'énergie des *eddies* diminue quand $n > 200$ et ce d'autant plus que la dissipation est forte. Cela peut se comprendre comme il suit : la dissipation transfère de l'énergie des petites échelles spatiales (n et m élevés) vers les plus grandes échelles d'où la baisse observée dans l'énergie des *eddies* mais pas dans l'énergie des jets (qui ne peut qu'augmenter de ce fait). En admettant qu'il y ait bien une cascade inverse d'énergie, l'échelle d'injection est difficile à déterminer à partir des spectres à cause de l'effet de la dissipation. Nous pouvons néanmoins conjecturer qu'elle se trouve là où la pente commence vraiment à valoir $-5/3$, c'est-à-dire à $n \sim 200$.

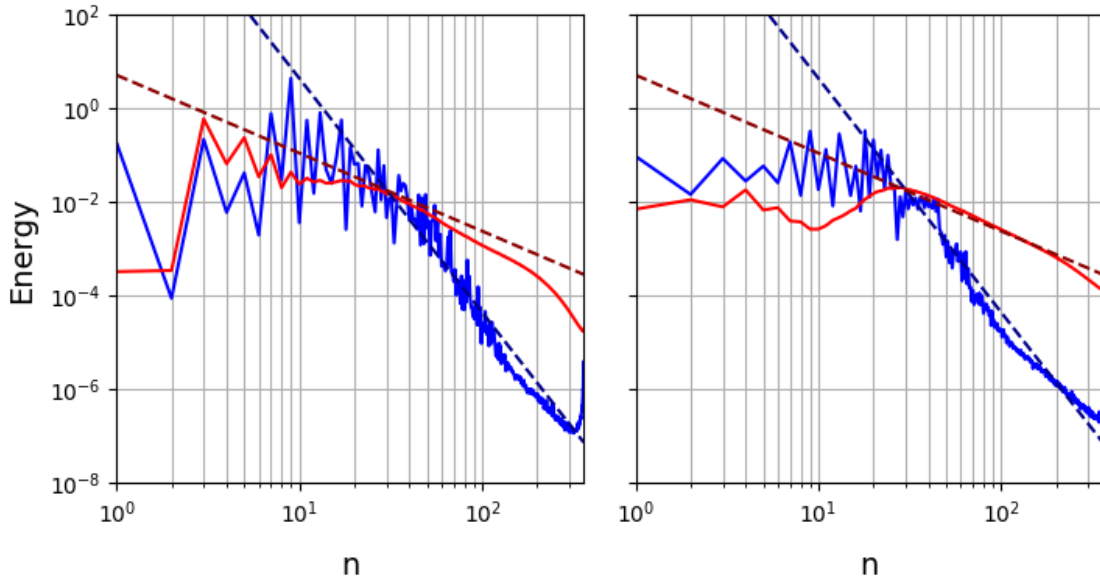


FIGURE 3.12 – Spectres d'énergie en $J\,kg^{-1}$ de l'écoulement dans la troposphère pour une dissipation modérée à gauche et une dissipation faible à droite. La partie axisymétrique de l'écoulement est en bleu et la partie non-axisymétrique est en rouge. Les droites tiretées bleu sombre et rouge sombre représentent les pentes théoriques de -5 et $-5/3$ respectivement.

Il est possible de déduire les spectres d'énergie de l'écoulement moyen et des *eddies* à $p \approx 1$ bar à partir des mesures du vent par *cloud tracking*. Cela a été fait par Galperin *et al.* (2014) puis Young et Read (2017) avec des données acquises par la mission Cassini. Les dépendances en n^{-5} et $n^{-5/3}$ des spectres qu'ils obtiennent sont clairement visibles et très similaires à celles que nous simulons avec notre GCM. Les valeurs de n_β et n_z qu'ils déterminent sont de l'ordre de 60 et 500 respectivement. Leur valeur de n_β est donc supérieure à la notre ce qui signifie que le régime zonostrophique simulé est moins marqué. Ceci est peut-être lié à la résolution horizontale qui, en étant trop grossière, ne permet pas d'inclure la contribution des plus petits *eddies* et donc sous-estime l'énergie contenue dans l'écoulement zonal. La plus petite échelle à laquelle ils ont pu remonter est comprise entre 200 et 400 et aucun régime en n^{-3} n'est visible, ce avec quoi nos simulations sont toujours en accord.

Cascades d'énergie et d'entrophie

Comme évoqué dans la section précédente, les pentes identifiées dans les spectres d'énergie – bien que théoriquement cohérentes avec la présence d'une cascade inverse d'énergie – n'indiquent pas dans quel sens est transférée l'énergie. Pour obtenir cette information, il est nécessaire de calculer le flux spectral d'énergie, c'est-à-dire les flux d'énergie entre les différentes échelles spatiales de l'écoulement. Celui-ci est défini de sorte qu'un signe négatif corresponde à un transfert d'énergie des petites vers les grandes échelles (et à l'inverse pour un signe positif). Nous pouvons alors constater (*cf.* figure 3.13) que dans les deux simulations le flux spectral est à peu près nul aux très grandes échelles puis négatif et enfin positif au plus petites échelles. Cela signifie qu'il y a deux cascades, l'une inverse et l'autre directe, dans chacune des deux simulations. Dans la simulation modérément dissipée, la cascade inverse débute à $n = 170$ environ et se termine à $n \approx 8$. Le flux d'énergie vers les grandes échelles est maximum pour $n = 20$. Une cascade directe prend le relais à partir de $n = 170$. Dans la simulation faiblement dissipée, la cascade inverse débute à $n = 200$ et se termine à $n \approx 8$. Le flux d'énergie vers les grandes échelles est maximum pour $n = 30$. Dans les deux cas une cascade directe d'énergie prend le relais aux plus petites échelles, celles-là même où nous avons constaté l'effet de la dissipation dans le spectre d'énergie au point 3.2.2. Young et Read (2017) ont également calculé le flux spectral d'énergie sur Jupiter à partir d'observations de la sonde Cassini. Ils observent une cascade inverse de $n \approx 200$ jusqu'à $n \approx 21$ et une cascade directe pour $n > 200$ ce qui est très proche de ce qui est simulé par notre modèle. Ils constatent également la présence d'une deuxième cascade, directe cette fois-ci, pour $9 < n < 21$ dont la cause n'est à ce jour pas déterminée.

L'entrophie est égale dans nos simulations à la moitié du carré de la vorticité intégrée sur la surface d'une maille. Le flux spectral d'entrophie est défini de sorte qu'un signe positif indique un transfert d'entrophie des grandes vers les petites échelles (et à l'inverse pour un signe négatif). Dans les deux simulations, le flux d'entrophie est nul aux plus grandes échelles, devient très légèrement négatif puis prend des valeurs positives élevées aux petites échelles (*cf.* figure 3.13). Le changement de signe a lieu pour $n = 40$ et $n = 52$ et le flux spectral d'entrophie est maximum pour $n = 225$ et $n = 265$ dans les simulations modérément et faiblement dissipées respectivement. La cascade d'entrophie simulée est d'un aspect très similaire à la fois à ce qui est théorisé (un pic aux échelles $n > n_i$) et ce qui a été observé par Young et Read (2017) (flux maximum en $n \approx 300$).

3.2.3 Choix d'une simulation de référence

Les deux simulations que nous avons présentées tout au long du chapitre sont intéressantes car elles parviennent à reproduire la structure en jets alternés de l'écoulement moyen et des vortex dont les vitesses sont du bon ordre de grandeur. Plus important, les jets sont alimentés

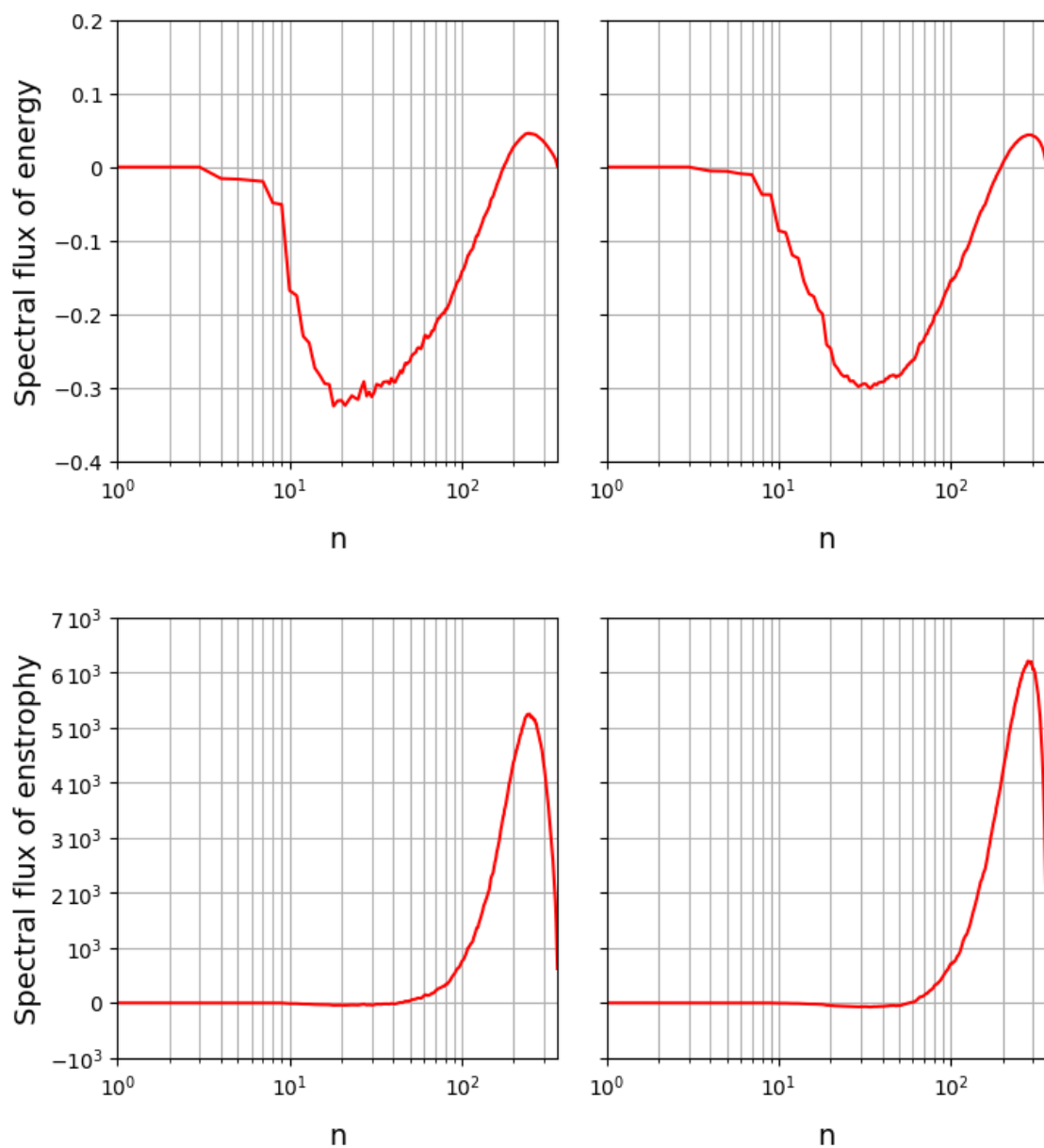


FIGURE 3.13 – En haut : flux spectraux d'énergie en fonction de n pour une dissipation modérée à gauche et une dissipation faible à droite. En bas : flux spectraux d'enstrophie en fonction de n pour une dissipation modérée à gauche et une dissipation faible à droite. Par convention, le flux spectral est calculé de sorte qu'il soit positif quand l'énergie est transférée des grandes vers les petites échelles et négatif quand l'énergie est transférée des petites vers les grandes échelles.

par les *eddies* à travers une cascade inverse conforme aux observations. La grande inconnue de ces simulations est et demeure la dissipation. Il y a dans l'ensemble assez peu de différences entre les deux simulations ce qui rend le choix d'une valeur de référence relativement arbitraire. Il y a certes plus de jets dans la simulation faiblement dissipée mais ceux-ci ne se stabilisent pas, l'énergie contenue dans les *eddies* par rapport à celle contenue dans les jets semble trop importante et la forme du spectre des *eddies* est moins conforme aux observations (en particulier aux grandes échelles). Nous préférons privilégier le régime dynamique le plus proche des observations et par conséquent nous retenons la simulation modérément dissipée comme simulation de référence.

À l'issue de cette analyse, nous concluons que le GCM DYNAMICO-giant est capable de reproduire le bon régime dynamique de l'écoulement. Néanmoins, d'importantes caractéristiques observées de Jupiter ne sont pas reproduites et certains phénomènes physiques sont ignorés. En effet, les jets simulés sont trop peu nombreux et le jet équatorial est rétrograde. De même, le modèle ne reproduit aucun vortex qui puisse être comparé à la Grande Tache Rouge, ne serait-ce que pour sa position aux moyennes latitudes (22°S). Dans l'optique d'améliorer le GCM, nous souhaitons y inclure la convection humide, jusqu'alors absente du modèle. Les perturbations induites par la convection humide sont une autre source de *eddies* pouvant alimenter l'écoulement moyen par cascade inverse et potentiellement transférer le moment cinétique nécessaire pour créer une super-rotation à l'équateur. Ceci est l'objet des deux prochains chapitres.

Le modèle du thermique adapté à Jupiter

L’objectif de ce chapitre est de décrire et caractériser la nouvelle paramétrisation de la convection qui a été introduite dans le GCM de Jupiter au cours de cette thèse. Dans la première section, après avoir défini les formes possibles et les objectifs des paramétrisations de la convection, nous justifions notre choix du modèle du thermique en en présentant les principes puis nous décrivons les modifications qu’il a fallu y apporter pour l’adapter à l’atmosphère de Jupiter. La deuxième section présente les grandeurs utiles à la paramétrisation de la convection, qu’elle soit sèche ou humide, que sont la température potentielle, la température virtuelle, le rapport de mélange et la flottabilité. Un fois cela fait, nous pouvons, dans la troisième section, nous concentrer sur la description détaillée de la formulation mathématique des équations du **modèle du thermique**. Enfin, dans la quatrième et dernière section, nous discutons et validons le comportement de cette paramétrisation dans des simulations unidimensionnelles sèches et humides.

4.1 Le choix d’une nouvelle paramétrisation de la convection sur Jupiter

4.1.1 Quelques définitions

Une paramétrisation de la convection vise à représenter le mélange convectif dans un modèle global de climat qui n’a pas la résolution spatiale suffisante pour que ce processus soit simulé par le cœur dynamique lui-même. Une paramétrisation est nécessairement un modèle simplifié car utilisant des champs à la résolution grande échelle du cœur dynamique pour en déduire des informations sur un processus se développant plutôt à petite échelle. De nombreuses paramétrisations de la convection ont été développées pour la modélisation numérique du climat terrestre (*e.g.* Hourdin, Couvreur, et Menut (2002) ; Manabe *et al.* (1965)), ce qui n’est pas le cas pour le climat jovien qui ne compte, nonobstant les ajustements convectifs (C. Li et Ingersoll, 2015 ; Liu et Schneider, 2015 ; Young *et al.*, 2019b) et les sources de vorticité (L. Li, Ingersoll, et Huang, 2006), qu’une seule paramétrisation dédiée : le modèle de Zuchowski, Read, Yamazaki, et Renno (2009).

Les paramétrisations de la convection peuvent être classées en fonction de leur formulation. En premier lieu, les “ajustements convectifs”, à l’instar de celui employé dans les simulations de Jupiter du chapitre précédent, sont les plus simples. Ils ne calculent que le résultat final du mélange de la température potentielle ou de l’entropie sans chercher à représenter ce mélange de quelque manière que ce soit et donc négligent certains effets comme les *overshoots* au détriment de la précision. Cette simplicité excessive a conduit au développement de paramétrisations représentant explicitement le mélange en le formulant par exemple en terme de flux de masse comme dans le modèle du thermique (*cf.* sous-section 4.1.2).

Il faut se méfier de la différence qui existe entre une paramétrisation de la convection et un modèle de nuage. La première cherche à calculer le résultat du mélange de la température potentielle mais plus généralement de tout traceur en prenant en compte uniquement les effets des processus de condensation sur le profil de température potentielle virtuelle. Le second est concentré sur la simulation des nuages et de leur formation via les processus micro-physiques. Par exemple, un modèle de nuage calculera le nombre et la distribution en taille des particules nuageuses, la sursaturation. Cela permettra ensuite de modéliser physiquement leur évolution au cours du temps (*e.g.* sédimentation, précipitations et évaporation des précipitations) et leurs rétroactions (*e.g.* sur le transfert radiatif).

4.1.2 Modèle du thermique

Version terrestre

Le modèle du thermique est à l'origine une paramétrisation de la convection développée pour la convection de couche limite sèche sur Terre au LMD par Hourdin *et al.* (2002). Ce modèle a par la suite été généralisé à la couche limite humide (Rio et Hourdin, 2008 ; Rio, Hourdin, Couvreux, et Jam, 2010). Il s'agit de représenter la convection sous-maille grâce à un unique panache idéalisé dont les flux de masse seront représentatifs du mélange attendu dans la maille en question (*cf.* figure 4.1). Ces flux de masse sont à la fois verticaux et horizontaux. Les flux de masse horizontaux sont appelées **entraînement** quand il s'agit d'air entrant dans le panache et **déentraînement** quand il s'agit d'air sortant du panache. Une fois tous les flux de masse connus, il ne restera plus qu'à mélanger les masses transportées pour obtenir les nouvelles valeurs des champs (température, traceurs, vitesse) à l'échelle de la maille.

Le panache démarre dans la première couche du modèle si cette dernière est convectivement instable avec la couche située immédiatement au-dessus. Cette comparaison entre deux couches différentes résulte de la non résolution des fluctuations horizontales et sous-mailles de la température et implique, de par la nécessité d'avoir une instabilité convective verticale à l'échelle de la maille, une sous-estimation de l'activité convective. S'en suit l'intégration verticale de la vitesse d'ascension du panache – dont sont déduits les flux de masse normalisés – tout en prenant bien entendu en compte la détente adiabatique, le relâchement de chaleur latente et le poids moléculaire des traceurs. L'entraînement, le déentraînement et l'accélération du panache sont exprimés avec des formules simples car il s'agit d'une paramétrisation. Notons que si l'entraînement est positif, nous recalculons la vitesse du panache au sommet de la couche en tenant compte du mélange de l'air du panache avec l'air entraîné. Le panache termine son ascension quand la vitesse verticale et le flux de masse s'annulent, mais pas nécessairement sa flottabilité. Cela signifie que des *overshoot* peuvent avoir lieu si l'inertie du panache et la discrétisation verticale le permettent. Enfin, la hauteur du panache simulé permettra de finalement – à travers la relation de fermeture qui suppose que vitesse d'entraînement latérale est approximativement égale au maximum de la vitesse verticale (*cf.* sous-section 4.3.3) – d'obtenir les flux de masses absolus. À cela s'ajoute un certain nombre d'hypothèses supplémentaires :

- La masse de chaque couche du GCM est conservée
- La pression dans le panache est égale à la pression dans l'environnement
- La vitesse de la subsidence est supposée très inférieure à la vitesse de l'ascendance, ce qui permet de la négliger dans le bilan de quantité de mouvement vertical
- Les variations du flux de masse vertical ne peuvent être dues simultanément, dans une même couche, à l'entraînement e et au déentraînement d . En d'autres termes nous avons soit $e > \nu$ et $d = \nu$ soit $e = \nu$ et $d > \nu$ où ν est le paramètre fixant la valeur minimale de l'entraînement et du déentraînement (*cf.* sous-section 4.3.1)

— Le panache est supposé stationnaire à l'échelle du pas de temps physique

Attention, le modèle des thermiques n'est pas un modèle de nuage ! Le relâchement de chaleur latente n'est pris en compte que pour le calcul de la flottabilité du panache dans l'environnement. En fait, aucune condensation n'a vraiment lieu dans le modèle du thermique car tout ce qui condense est réévaporé aussitôt les flux de masse connus et c'est la température potentielle de l'environnement avant relâchement de chaleur latente qui est mélangée au sein du même pas de temps physique. Ce n'est qu'une fois le mélange effectué par le modèle du thermique qu'un modèle de nuage pourrait simuler les nuages et leur formation via la micro-physique. Tous les développements qui suivent, à l'exception de quelques changements mineurs ultérieurs et des adaptations faites pour traiter le cas spécifique de Jupiter, sont issus des travaux de Rio *et al.* (2010).

Adaptation à Jupiter

La version sèche du modèle du thermique a déjà été adaptée à une planète autre que la Terre, en l'occurrence Mars, par Colaïtis *et al.* (2013) pour simuler le mélange convectif dans la couche limite atmosphérique. Le réglage des paramètres du modèle du thermique s'est fait à l'aide d'un modèle aux grands tourbillons ou LES (pour *Large-Eddy Simulations*) résolvant les panaches turbulents martien, une situation assez différente de celle dans laquelle nous nous trouvons ici. Dans notre cas, en l'absence de LES Jupiter, nous ne vérifions pas la pertinence de la paramétrisation avec un LES : nous faisons confiance à la représentation physique de la convection qui y est faite. En effet, nous avons opté pour cette paramétrisation pour plusieurs raisons, au premier lieu desquelles se trouve la nature physique des paramètres et leur faible nombre, d'où une grande adaptabilité. De plus, sa formulation en flux de masse permet de mélanger simplement toutes sortes de traceurs dont la quantité de mouvement horizontale, ce qui permet au GCM de prendre en compte de manière plus réaliste les effets des panaches sur la dynamique atmosphérique. A cela s'ajoute le calcul de la fraction de la surface occupée par le panache, un diagnostic qui serait fort utile à la simulation de nuages radiativement actifs.

Une partie du travail de cette thèse a été d'implémenter une version du modèle du thermique dans la physique du modèle générique pouvant servir à tout type de planète (*e.g.* les exoplanètes) et pas seulement les planètes géantes du système solaire (dont Saturne immédiatement). Cela signifie également que le code peut toujours servir à simuler la convection sur les planètes telluriques. La première modification fut de relaxer la contrainte sur la couche dans laquelle peut débiter la convection. En effet, la surface s'impose comme point de départ des panaches dans le cas terrestre mais sur Jupiter l'absence de cette dernière ne permet plus d'en connaître l'origine. C'est pourquoi nous ne cherchons plus seulement à savoir si les deux premières couches du modèles sont convectivement instables mais si deux couches successives le sont. Nous ne souhaitons toutefois simuler de cette façon que la convection ayant lieu dans la troposphère. Nous introduisons donc un paramètre supplémentaire – noté p_{lim} – pour restreindre le déclenchement de la convection aux couches de pression p telles que $p > p_{lim}$ avec $p_{lim} = 1$ bar. Bien entendu, l'altitude variable de la base du panache est prise en compte dans le calcul de la hauteur servant dans la relation de fermeture. Nous introduisons également un paramètre fixant l'indice l_{inf} de la couche la plus basse dans laquelle la convection peut démarrer. La zone dans laquelle le modèle du thermique peut initier un panache est donc comprise entre $p(l_{inf})$ et p_{lim} . Comme il n'y a aucune raison d'exclure certaines des plus basses couches, nous posons $l_{inf} = 1$.

En plus de cela, la possibilité de simuler des couches convectives multiples et disjointes a été ajoutée au cours de ce travail de thèse. En effet, dans la version terrestre, la paramétrisation ignore ce qui se passe au-dessus du panache une fois que celui-ci s'arrête car son objectif est uniquement de simuler la convection de couche limite. Cependant rien ne garantit que dans une atmosphère quelconque toutes les couches instables soient mélangées par un seul panache idéal-

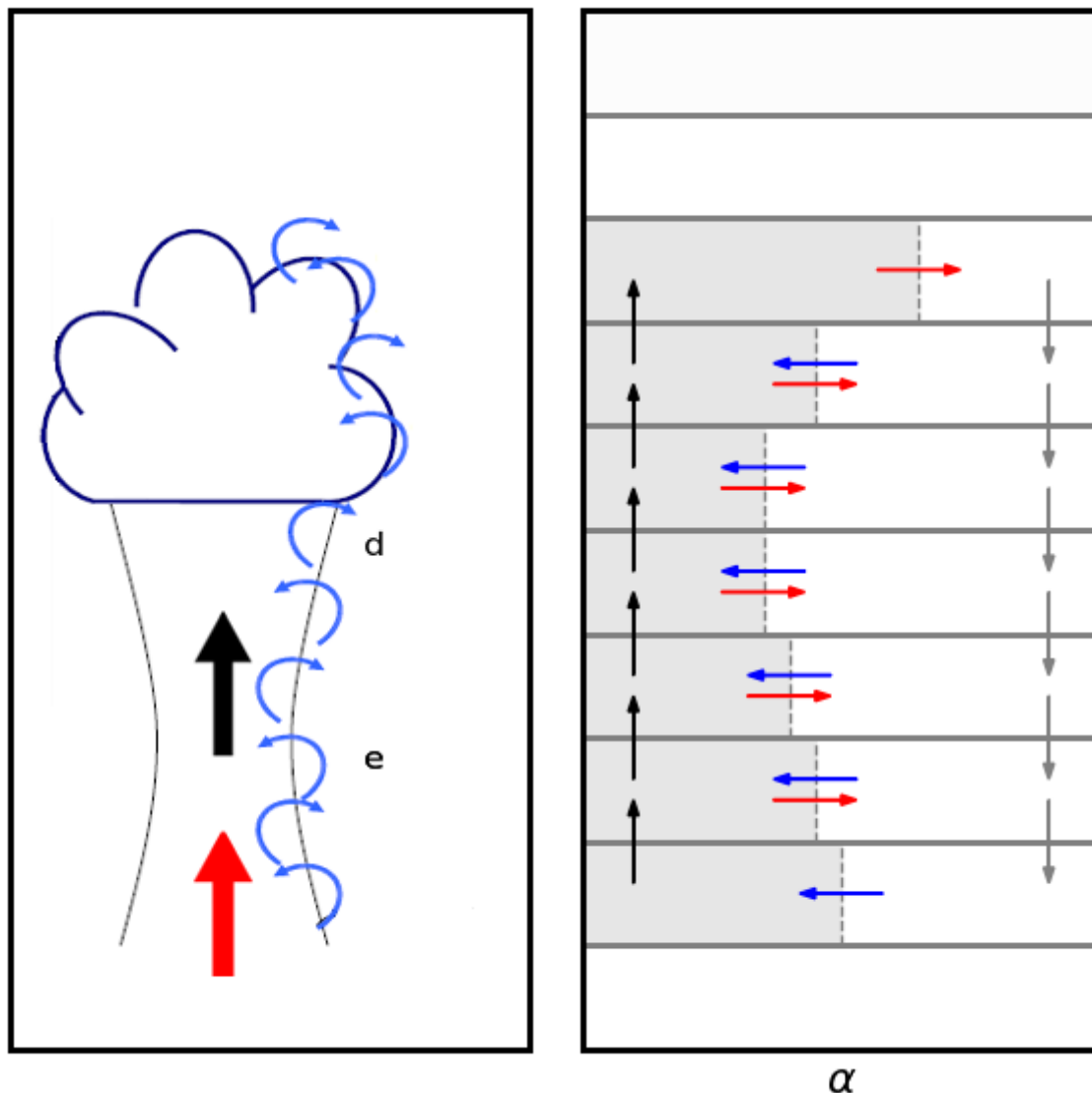


FIGURE 4.1 – Illustration du principe général du modèle du thermique : chaque colonne du modèle, s'il existe au moins deux niveaux successifs convectivement instables, est divisée en deux sous-colonnes correspondant au panache (ascendance, zone grisée) et à l'environnement (subsidence). Le panache est construit par itération selon la verticale et ses propriétés (températures, traceurs) sont déduites de la détente adiabatique, de la condensation de l'eau et du mélange avec l'air entraîné. La dernière couche atteinte par le panache est celle où la vitesse ascensionnelle et le flux de masse sortant sont nuls (un overshoot est possible). Les flux de masses sont à la fois verticaux (flèches noires et grises) et horizontaux (entraînement en bleu et déentraînement en rouge). Une fois ceux-ci connus, le mélange à grande échelle peut être fait.

lisé. Sachant qu'il y a sur Jupiter trois couches nuageuses distinctes et que seuls les panaches les plus puissants semblent pouvoir traverser les trois couches (Sugiyama *et al.*, 2011), cette adaptation semble nécessaire. Pour obtenir des couches convectives superposées et indépendantes, nous avons fait en sorte que la paramétrisation recherche les instabilités convectives au-delà du sommet du dernier panache tant que la pression est supérieure à p_{lim} et, le cas échéant, déclenche de nouveaux panaches indépendants des précédents. Dans les simulations qui suivent, seule l'eau sera incluse comme espèce condensable dans les cas dits humides. Dès lors, puisque la couche mélangée par la convection humide ne peut s'étendre que jusqu'au sommet des nuages d'eau que nous espérons situés à des pressions comprises entre 6 et 2 bar, les éventuelles régions convectivement instables qui apparaîtraient au-dessus seront donc bien mélangées par de nouveaux panaches grâce à la modification susmentionnée. Cela pourrait émuler la convection nuageuse basée sur l'ammoniac avec un mélange convectif sec en attendant que l'ammoniac soit à son tour inclus comme espèce condensable.

Une fois la paramétrisation fonctionnelle, il s'est avéré que l'interpolation en marche d'escalier de la fonction de Planck selon la température dans le code de transfert radiatif de LMDZ.GENERIC (à une discrétisation choisie de 0.1 K) était problématique : les variations de taux de chauffage et de refroidissement induites par les marches rendaient le fonctionnement du modèle du thermique très bruité/intermittent – ce dernier étant très sensible au profil de température. Ce problème, une fois identifié, n'a pu être résolu qu'en remplaçant l'interpolation en marche d'escalier par une interpolation linéaire. Cette péripétie illustre à quel point l'ajout d'une nouvelle paramétrisation est délicat notamment parce que cela nécessite que l'ensemble des paramétrisations – nouvelles et préexistantes – reste cohérent en terme d'hypothèses et d'approximations.

4.2 Grandeurs utiles pour la convection sèche et humide

4.2.1 Température potentielle

Les paramétrisations de mélange convectif sont formulées en température potentielle. Utiliser la température potentielle plutôt que la température réelle permet de s'affranchir des effets de compression et de détente adiabatique de l'air et donc de comparer les densités de masses d'air situées à des pressions différentes. En fait, il s'agit de calculer la température qu'auraient ces masses d'air si elles étaient ramenées adiabatiquement à une même pression de référence p_0 . La température et la pression d'un gaz parfait de masse molaire μ_a en équilibre hydrostatique subissant une transformation adiabatique suivent les relations suivantes :

$$\left. \begin{aligned} p &= \rho \frac{R}{\mu_a} T \\ dp &= -\rho g dz \\ dE &= c_p dT + g dz = 0 \end{aligned} \right\} \Rightarrow \frac{dT}{T} = \frac{R}{\mu_a c_p} \frac{dp}{p} \quad (4.1)$$

Et donc :

$$T = T_0 \left(\frac{p}{p_0} \right)^\kappa \quad \text{où } \kappa = \frac{R}{\mu_a c_p} \quad (4.2)$$

T_0 est alors la température potentielle du fluide associée à la pression de référence p_0 . Elle est souvent notée θ et cette notation est reprise partout ailleurs :

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^\kappa \quad (4.3)$$

4.2.2 Rapport de mélange

Si une ou plusieurs espèces condensables sont présentes dans l'air en concentration variable, il est nécessaire de les traiter à part du reste du gaz. Nous exprimons donc sa concentration avec le rapport de mélange massique r . Le rapport de mélange massique d'une espèce dans l'air est le rapport de la masse de ladite espèce qu'il contient à la masse d'air qui la contient. C'est par exemple le cas de la vapeur d'eau sur Terre et sur Jupiter. Nous pouvons alors écrire le rapport de mélange r_v de la vapeur d'eau comme :

$$r_v = \frac{\rho_v}{\rho - \rho_v} = \frac{\mu_v}{\mu_a} \frac{p_v}{p - p_v}$$

Où μ , ρ et p sont respectivement la masse molaire, la masse volumique et la pression pour l'air sec (indice a), la vapeur d'eau (indice v) et l'air humide (sans indice).

4.2.3 Température virtuelle

La température virtuelle d'une masse d'air humide est la température qu'aurait une masse d'air sec de même densité et de même pression. Pour une masse d'air humide de température T possédant un rapport de mélange en vapeur d'eau r_v , nous écrivons la masse volumique totale comme la somme des masses volumiques d'air sec et de vapeur d'eau :

$$\rho = \rho_a + \rho_v \quad (4.4)$$

Et la pression totale p comme la somme des pressions partielles de l'air sec et de la vapeur d'eau :

$$p = \rho_a \frac{R}{\mu_a} T + \rho_v \frac{R}{\mu_v} T \quad (4.5)$$

Nous obtenons l'expression de la température virtuelle en réécrivant cette dernière équation comme la pression d'une masse d'air sec uniquement :

$$p = \rho \frac{R}{\mu_a} T \left(\frac{1 + r_v \frac{\mu_a}{\mu_v}}{1 + r_v} \right) \quad (4.6)$$

Où $T(1 + \mu_a r / \mu_v) / (1 + r)$ est la température virtuelle T_V . Bien sûr, si l'air est déjà sec ($r_v = 0$), nous avons $T_V = T$. Comme r_v est toujours très inférieur à 1, nous pouvons linéariser son expression en :

$$T_V = T \left(1 + \left(\frac{\mu_a}{\mu_v} - 1 \right) r_v \right) \quad (4.7)$$

Le facteur $\mu_a / \mu_v - 1$ vaut à peu près 0,62 sur Terre, où l'air humide est moins dense que l'air sec de même pression et même température, mais vaut -0,87 sur Jupiter où le poids moléculaire de l'eau inhibe fortement la convection du fait de la légèreté de ses constituants principaux, le dihydrogène et l'hélium. Nous avons traité le cas de l'eau sous forme de vapeur mais l'air transporte aussi de l'eau sous forme condensée, liquide ou solide. L'eau sous ces formes est à prendre en compte dans la masse volumique de l'ensemble mais ne contribue pas à la pression totale. Ainsi, en considérant le rapport de mélange de l'eau condensée r_c , la formule devient :

$$T_V = T \left(\frac{1 + r_v \frac{\mu_a}{\mu_v}}{1 + r_v + r_c} \right) \quad (4.8)$$

Et elle peut être linéarisée en considérant $r_v + r_c \ll 1$:

$$T_V = T \left(1 + \left(\frac{\mu_a}{\mu_v} - 1 \right) r_v - r_c \right) \quad (4.9)$$

4.2.4 Température potentielle virtuelle

Enfin, la température potentielle virtuelle θ_V intervenant dans le calcul de la flottabilité est donnée en appliquant la méthodologie de la température potentielle à la température virtuelle :

$$\theta_V = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^\kappa \left(1 + \left(\frac{\mu_a}{\mu_v} - 1 \right) r_v - r_c \right) \quad (4.10)$$

Cela permet de s'affranchir à la fois des différences de pression et des différences de rapport de mélanges des différents traceurs dans la comparaison des densités de masses d'air situées dans des couches différentes.

4.2.5 Flottabilité du panache

La flottabilité B est l'accélération que subit le panache du fait de son éventuelle différence de densité avec l'environnement dans lequel il évolue, *i.e.* la différence entre l'accélération de la pesanteur et la poussée d'Archimède. Elle est positive si l'air du panache est moins dense que l'environnement et négative si c'est l'inverse. Dans le modèle du thermique, le relâchement de chaleur latente par condensation de l'eau dans l'ascendance et dans l'environnement ainsi que les différentes contributions au poids moléculaire moyen de la vapeur, de la glace et de l'eau liquide ne sont pris en compte que pour calculer les flux de masse et la vitesse verticale via la flottabilité. Une fois ceux-ci obtenus, l'eau liquide et la glace sont retransformés en vapeur et la vapeur est mélangée entre les différents niveaux verticaux. Il n'y a ni précipitation ni sédimentation. L'eau qui a condensé est toujours transportée avec la masse d'air qui la contient. La flottabilité B est définie par l'équation suivante :

$$B = g \frac{\theta_V - \theta_{Ve}}{\theta_{Ve}} \quad (4.11)$$

où θ_V est la température potentielle virtuelle du panache et θ_{Ve} celle de l'environnement. La flottabilité est la variable qui synthétise toutes les informations nécessaires pour formuler la dynamique du panache dans le modèle du thermique.

4.3 Formulation du modèle du thermique

4.3.1 Flux de masse et transport

Flux de masse vertical

Le flux de masse vertical est égal par définition à la fraction de la maille couverte par le panache α multiplié par la densité ρ de l'air et la vitesse verticale w . Il est compté positivement vers le haut et est exprimé en kg par seconde et par m² de la maille :

$$f = \alpha \rho w \quad (4.12)$$

Nous obtenons la masse transportée en multipliant par la surface totale de la maille S . Il ne faut pas multiplier par la surface réellement occupée par le panache αS car nous considérons déjà un flux de masse réparti de façon homogène sur toute la maille. Enfin, la masse dans chaque couche traversée par le thermique est conservée en supposant qu'une subsidence ayant lieu dans l'environnement compense exactement le flux de masse f (positif et orienté vers le haut) avec un flux de masse f_e (négatif et orienté vers le bas) tel que $f + f_e = 0$.

Entrainement et détrainement

Les flux de masse horizontaux entre le panache et l'environnement sont nommés entrainement et détrainement selon qu'il s'agisse respectivement de masse entrant ou de masse sortant du thermique. La variation verticale du flux de masse dans le panache est alors égale à la différence entre l'entrainement e et le détrainement d :

$$\frac{\partial f}{\partial z} = e - d \quad (4.13)$$

Considérons deux cas limites : $f = cste$ et $\alpha \rho = cste$. Le premier cas correspond à une situation où il n'y a ni entrainement ni détrainement en dehors du premier et du dernier niveau. Dans ce cas, la fraction α occupée par l'ascendance diminue quand la vitesse augmente et augmente quand la vitesse diminue de telle sorte à conserver le flux de masse vertical constant. Le deuxième cas correspond à la situation où les variations de la vitesse sont entièrement compensées par les variations de flux de masse – c'est-à-dire par l'entrainement et le détrainement selon que le flux de masse doivent augmenter ou diminuer – pour garder le produit $\alpha \rho$ constant. Nous avons alors :

$$(4.12) \text{ et } \alpha \rho = cste \Rightarrow \frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial z} = \frac{1}{w} \frac{\partial w}{\partial z} \quad (4.14)$$

Nous choisissons d'exprimer l'entrainement et le détrainement comme une combinaison linéaire de ces deux cas extrêmes grâce au paramètre β , compris entre 0 et 1. Le cas $\beta = 0$ correspond à la première situation décrite ci-dessus et $\beta = 1$ à la seconde. De plus, pour simplifier, nous supposons que l'entrainement et le détrainement liés aux variations verticales du flux de masse ne peuvent être non nul simultanément. Nous avons alors :

$$\epsilon = \beta \max \left(\frac{1}{w} \frac{\partial w}{\partial z} ; 0 \right) + \nu \quad (4.15a)$$

$$\delta = \beta \max \left(-\frac{1}{w} \frac{\partial w}{\partial z} ; 0 \right) + \nu \quad (4.15b)$$

où ϵ et δ sont respectivement l'entrainement et le détrainement normalisés par le flux de masse ($\epsilon = e/f$, $\delta = d/f$). ν est la part de l'entrainement et du détrainement qui n'est pas liée aux variations de flux de masse. Elle peut entre autres représenter les effets géométriques liés au nombre de panaches car il ne faut pas oublier que les valeurs calculées par le modèle sont celles d'un unique panache "moyen", représentatif de l'ensemble des panaches se formant dans la maille. Par exemple, nous pourrions préférer que pour un même flux de masse vertical, une configuration avec de nombreux petits panaches entraîne ou détraîne davantage qu'une configuration avec quelques gros panaches. Pour l'instant, telle que la paramétrisation est implémentée, ν ne peut prendre que la valeur d'une constante. Nous choisissons $\nu = 0$ dans toutes les simulations de Jupiter présentées dans la suite.

Transport des traceurs

Toute grandeur ψ purement transportée obéit à l'équation suivante :

$$\frac{\partial f \psi_a}{\partial z} = e \psi_e - d \psi_a \quad (4.16)$$

Où ψ_e est sa valeur dans l'environnement et ψ_a sa valeur dans l'ascendance. Dans toute la suite, l'indice e indiquera toujours la valeur d'une grandeur dans l'environnement tandis que l'absence d'indice indiquera la valeur de cette grandeur dans le thermique.

4.3.2 Calcul de la vitesse de l'ascendance

Équation de la conservation du moment vertical

Comme nous supposons que la subsidence est beaucoup plus lente que l'ascendance (*cf.* sous-section 4.1.2), nous négligeons le terme en ew_e dans l'équation (4.16) transposé au cas du transport de moment vertical. Il faut prendre en compte les forces externes qui agissent sur le panache et se comportent comme des sources ou des puits d'impulsion. Nous notons cette accélération Γ . Nous avons alors :

$$\frac{\partial f w}{\partial z} = -dw + \alpha \rho \Gamma \quad (4.17)$$

L'accélération Γ doit rendre compte de la flottabilité du panache, des flux de moment vertical associés aux fluctuations d'échelles inférieures à celle du thermique et du couple vertical de pression s'exerçant sur ses bords. Des expressions sophistiquées existent mais par souci de simplicité nous prendrons en compte l'impact de la turbulence en pondérant la flottabilité B par un facteur $a \in [0; 1]$ et les effets de pression en ajoutant un terme de frottement fluide proportionnel à w^2 (paramètre libre b en m^{-1}).

$$\Gamma = aB - bw^2 \quad (4.18)$$

En faisant disparaître f de (4.17) grâce aux équations (4.12) et (4.13), nous obtenons :

$$\frac{1}{2} \frac{\partial w^2}{\partial z} = \Gamma - \epsilon w^2 \quad (4.19)$$

Cette équation décrit la variation verticale de la vitesse du panache sous l'effet de la flottabilité B et des frottements fluides. En général, l'effet de la flottabilité est dominant : si elle est positive le panache accélère mais si elle est négative le panache décélère. Cependant, si le panache atteint une vitesse élevée puis entre dans une couche dans laquelle la flottabilité décroît (sans nécessairement devenir négative) alors le terme de frottements fluides dans l'expression de l'accélération Γ peut l'emporter sur la contribution de la flottabilité et faire diminuer la vitesse verticale. Ensuite, étant donnée leur formulation (*cf.* équation (4.15a)), un ralentissement du panache se traduira automatiquement par un entrainement nul et un détrainement positif et inversement une accélération du panache se traduira automatiquement par un entrainement positif et un détrainement nul.

Reformulation de l'entrainement et du détrainement

En injectant l'équation (4.19) dans (4.15a) et (4.15b) les expressions normalisées de l'entrainement et du détrainement peuvent se reformuler comme il suit :

$$\epsilon = \max \left(\frac{\beta}{1 + \beta} \frac{\Gamma}{w^2} + \frac{\nu}{1 + \beta}; \nu \right) \quad (4.20a)$$

$$\delta = \max \left(-\beta \frac{\Gamma}{w^2} + \nu(1 + \beta); \nu \right) \quad (4.20b)$$

L'asymétrie entre ϵ et δ , illustrée en figure 4.2, découle du fait que l'air entrainé est supposé avoir une vitesse nulle et donc décélère le panache alors que l'air détrainé n'affecte en rien la vitesse de ce qui reste dans le panache. Cela a également comme conséquence que plus la valeur de ν est grande et plus il faut que la flottabilité du panache soit importante pour qu'il y ait un entrainement supplémentaire dû à la variation de vitesse (terme en $\max(0; \partial w / \partial z / w)$ dans l'équation (4.15a)). En effet, une valeur de ν supérieure à 0 impose un minimum d'entrainement et donc une source de décélération supplémentaire au panache qui doit être compensée par la flottabilité pour que sa vitesse puisse croître.

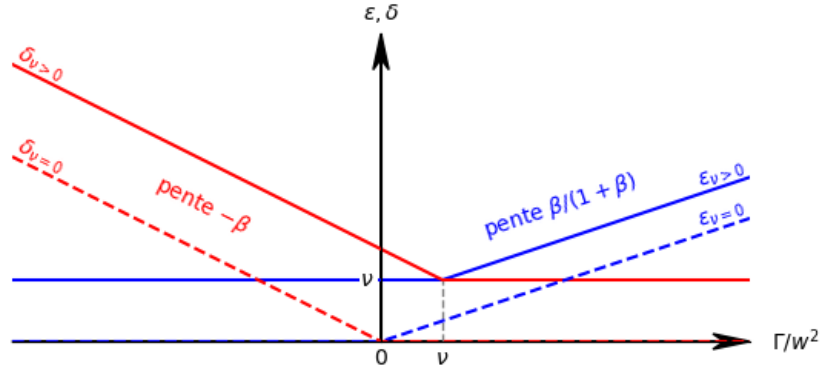


FIGURE 4.2 – ϵ et δ en fonction de Γ/w^2 pour $\beta > 0$ et $\nu = 0$ (trait tireté) ou $\nu > 0$ (trait plein). L'asymétrie entre entrainement et détrainement est due au fait que l'air environnant est entrainé à une vitesse nulle (facteur $1/(1+\beta)$) et donc décélère le panache.

Équation différentielle sur la vitesse verticale au carré

Nous en déduisons ensuite la relation qui donne la vitesse verticale au carré w^2 en fonction de z , B et des paramètres libres à partir de (4.19) et (4.15a) :

$$\frac{1}{2} \frac{\partial w^2}{\partial z} = \frac{\Gamma - \nu w^2}{1 + \beta} \quad (4.21)$$

La solution de cette équation est :

$$w^2(z) = \left(w_0^2 + \int_0^z \frac{a B}{1 + \beta} e^{\frac{2b\zeta}{1+\beta}} d\zeta \right) e^{-\frac{2bz}{1+\beta}} \quad (4.22)$$

Si la flottabilité B est constante entre z et $z + \Delta z$ (comme c'est le cas dans une couche du modèle), nous trouvons la solution analytique suivante :

$$w^2(z + \Delta z) = \left(w^2(z) - \frac{a B}{b} \right) e^{-\frac{2b\Delta z}{1+\beta}} + \frac{a B}{b} \quad (4.23)$$

4.3.3 Relation de fermeture

Toute paramétrisation fait appel à une relation de fermeture principale dont l'objectif est de clore le système d'équation de la paramétrisation pour assurer l'unicité de la solution en reliant l'intensité de la convection aux processus de grande échelle (Arakawa, 2004). Dans notre cas, cette relation de fermeture est indispensable car les équations formulées dans les sous-sections précédentes ne nous permettent que de calculer w puis ϵ et δ . La valeur initiale du flux de masse vertical est inconnue et ϵ et δ ne permettent à leur tour que de calculer ses variations relatives. Les flux de masse normalisés, notés e^* , d^* et f^* , sont définis par :

$$e^* = e/f_0 = \epsilon f^* \quad (4.24a)$$

$$d^* = d/f_0 = \delta f^* \quad (4.24b)$$

$$f^* = f/f_0 \quad (4.24c)$$

où f_0 est la valeur du flux de masse à la base du panache. Nous déplaçons alors le problème au seul calcul de f_0 , qui devient l'objet de la relation de fermeture. La relation de fermeture choisie par les concepteurs du modèle du thermique relie alimentation et rapport d'aspect du panache

à travers la vitesse moyenne d'entraînement v_{moy} . Celle-ci est égale à l'intégrale verticale le long du panache paramétrisé (noté P) de la vitesse v d'entraînement pondérée divisé par la masse entraînée à cette vitesse :

$$v_{moy} = \frac{\int_P e v dz}{\int_P e dz} \quad (4.25)$$

De plus, nous avons :

$$e = \frac{\rho v}{L} \quad (4.26)$$

Où L est la distance moyenne séparant deux panaches, ou encore la taille moyenne d'une cellule de convection. En utilisant l'hypothèse $v_{moy} \approx w_{max}$ (cf. sous-section 4.1.2), nous obtenons alors :

$$f_0 = \frac{w_{max} \int_P e^* dz}{r h \int_P \frac{e^{*2}}{\rho} dz} \quad (4.27)$$

où r est le rapport d'aspect L/h des thermiques (paramètre libre), w_{max} la vitesse verticale maximale (calculée par le modèle) et h la hauteur des thermiques (calculée par le modèle).

4.3.4 Tests de contrôle

Une fois les flux de masse définitifs connus, quelques tests correctifs sont effectués pour s'assurer que tout se passe bien. Nous souhaitons bien sûr qu'aucune de ces corrections ne soit nécessaire mais, le cas échéant, nous nous assurons que l'ensemble des variables reste cohérent.

Le premier test est introduit pour s'assurer que la fraction de la surface de la maille occupée par l'ascendance ne dépasse pas un seuil défini par le paramètre α_{max} compris entre 0 et 1. En théorie, nous devrions toujours avoir $\alpha \ll 1$ car nous négligeons la vitesse de la subsidence devant celle de l'ascendance mais nous nous autoriserons des valeurs plus importantes ponctuellement en prenant $\alpha_{max} = 0,7$. Si il existe une couche dans laquelle $\alpha > \alpha_{max}$ alors nous choisissons d'arrêter le panache dans cette couche. Cela revient à imposer un entraînement nul et un déentraînement tel que le flux de masse en haut de ladite couche soit nul. Ensuite toutes les valeurs des flux de masse et de la vitesse dans les couches supérieures sont fixées à 0.

Le paramètre μ_{max} nous assure de la même manière que la masse entraînée en un pas de temps par le panache dans chaque couche reste inférieure ou égale à la fraction μ_{max} de la masse totale de la maille. À l'identique du modèle terrestre, nous réglons $\mu_{max} = 0,5$ ce qui assure une masse entraînée toujours raisonnable. Si l'entraînement e_l est supérieur à l'entraînement maximum $\mu_{max} \rho \delta z / \delta t$ alors nous réduisons l'entraînement de la valeur du déentraînement et fixons ce dernier à 0. Si le déentraînement n'est pas suffisamment important pour compenser le surplus d'entraînement (en particulier s'il est nul comme quand $e > 0$ et $\nu = 0$) alors nous renormalisons les flux de masse dans tout le panache pour que l'entraînement maximum soit égal à la limite imposée.

Enfin, nous vérifions que le flux de masse f_l entrant dans la couche l est toujours supérieur au déentraînement d_l ayant lieu dans ladite couche l . Si le flux de masse entrant f_l est inférieur au déentraînement d_l alors nous réduisons le déentraînement pour qu'il soit égal au flux de masse entrant et nous diminuons l'entraînement pour que le flux de masse sortant reste le même. En effet, il serait inexact de mélanger davantage d'air aux propriétés du panache que la quantité d'air entrant depuis la couche inférieure car, même si l'entraînement est suffisant pour assurer un flux sortant positif, cet air entraîné l'est avec les propriétés de l'environnement. En pratique, nous ne rencontrons jamais ce problème car, ayant choisi $\nu = 0$, l'entraînement et le déentraînement ne sont jamais non nuls simultanément si bien qu'un déentraînement supérieur au flux de masse entrant implique que nous sommes dans la dernière couche affectée par le panache.

4.3.5 Mélange

Maintenant que tous les flux de masse sont connus, en supposant que les panaches sont stationnaires et que le mélange se fait complètement en un pas de temps physique, l'équation 4.16 nous donne les nouvelles valeurs de toute quantité conservée ψ comme la température potentielle et les traceurs. Le mélange peut être fait de façon explicite ou implicite au choix de l'utilisateur. Nous en déduisons ensuite les variations en calculant la différence entre les anciennes et les nouvelles valeurs. Les variations de température sont déduites de celles de la température potentielle.

Variables en entrée		
p	Pa	Pression
T	K	Température
u	m s^{-1}	Vent zonal
v	m s^{-1}	Vent méridional
q	kg/kg	Rapport de mélange des traceurs
Variables en sortie		
B	m s^{-2}	Flottabilité du panache dans l'environnement
w	m s^{-1}	Vitesse verticale de l'ascendance
f	$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$	Flux de masse vertical dans l'ascendance
e	$\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$	Entrainement
d	$\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$	Détrainement
α	-	Fraction de l'ascendance, $\alpha \in [0; 1[$
dT	K	Variation de température induite par la convection
du	m s^{-1}	Variation du vent zonal induite par la convection
dv	m s^{-1}	Variation du vent méridien induite par la convection
dq	kg/kg	Variations des traceurs induites par la convection
Paramètres libres		
r	-	Rapport d'aspect des cellules convectives (largeur/hauteur)
a	-	Coefficient de flottabilité, $a \in]0; 1]$
b	m^{-1}	Facteur de frottement fluide, $b \geq 0$
β	-	Paramètre réglant l'importance du mélange horizontal le long du panache, $\beta \in [0; 1]$
ν	m^{-1}	Flux de masse horizontal normalisé minimum, $\nu \geq 0$
Paramètres définissant le domaine de validité		
α_{max}	-	Fraction maximum de la surface de la maille pouvant être occupée par les thermiques, $\alpha_{max} \in]0; 1[$
μ_{max}	-	Fraction maximum de la masse de la maille pouvant être entraînée en un pas de temps, $\mu_{max} \in]0; 1[$
p_{lim}	Pa	Pression limite au-delà de laquelle les thermiques ne peuvent plus se déclencher
l_{inf}	-	Indice de la couche la plus basse à partir de laquelle le modèle des thermiques est actif

TABLE 4.1 – Récapitulatif des variables et paramètres utilisés dans le modèle du thermique. Un tiret signifie que la variables est sans dimension.

Définition du flux de masse	$f = \alpha \rho w$	(4.12)
Conservation de la masse	$\frac{\partial f}{\partial z} = e - d$	(4.13)
Transport des traceurs	$\frac{\partial f \psi}{\partial z} = e \psi_e - d \psi$	(4.16)
Conservation de l'impulsion verticale	$\frac{\partial f w}{\partial z} = -d w + \alpha \rho \Gamma$	(4.17)
Paramétrisation de l'accélération subie par le panache	$\Gamma = a B - b w^2$	(4.18)
Paramétrisation de l'entraînement	$\epsilon = \beta \max \left(\frac{1}{w} \frac{\partial w}{\partial z}; 0 \right) + \nu$	(4.15a)
Paramétrisation du déentraînement	$\delta = \beta \max \left(-\frac{1}{w} \frac{\partial w}{\partial z}; 0 \right) + \nu$	(4.15b)
Relation de fermeture	$f_0 = \frac{w_{max}}{r h \int \frac{e^2}{\rho} dz}$	(4.27)

TABLE 4.2 – *Système d'équations canonique du modèle du thermique. Les trois premières équations sont exactes tandis que les cinq équations suivantes sont approchées.*



4.4 Exploration de simulations unidimensionnelles

4.4.1 Convection sèche

Comportement général du modèle du thermique

Afin de valider le comportement du modèle du thermique et de régler les paramètres, nous effectuons des simulations unidimensionnelles dans le cas sec, c'est-à-dire sans interface avec la dynamique tridimensionnelle et sans aucune espèce condensable. Notons d'abord qu'il n'y a pas de variation notable des propriétés du panache au cours du temps – une courte phase transitoire initiale exceptée. Nous représentons la vitesse verticale du panache et les flux de masse calculés par le modèle du thermique en fonction de la pression et pour un jeu de paramètres en figure 4.3. Nous pouvons alors remarquer que le panache “moyen” paramétrisé est initié dans la couche située à environ 5 bar et cesse son ascension vers 0,4 bar. Ce panache est alimenté par les couches les plus basses – dans lesquelles l'entraînement est positif – puis restitue l'air entraîné dans les couches plus élevées – dans lesquelles le déentraînement est positif. Il y a deux couches disjointes dans lesquelles l'air entraîné est restitué, situées à 1 bar et 0,4 bar et séparées par une couche dans laquelle de l'air est entraîné. Cela est directement lié au fait que le panache traverse une zone légèrement stable due à l'effet radiatif des nuages d'ammoniac à $p \approx 1$ bar puis approche du sommet de la troposphère à $p = 0,4$ bar – là où la température diminue moins rapidement que le gradient adiabatique. La zone légèrement stable à $p = 1$ bar est également visible dans le profil vertical de la vitesse verticale car il s'y produit un ralentissement du panache. Conformément à ce qui a été supposé, si la vitesse croît alors il y a entraînement d'air de l'environnement par le panache et si la vitesse décroît alors il y a déentraînement d'air du panache dans l'environnement (*cf.* sous-section 4.3.2 avec $\nu = 0$). De plus, la vitesse est plus élevée quand les flux de masse horizontaux sont plus faibles et réciproquement (*cf.* sous-section 4.3.1). Elle est maximale à 0,5 bar et est de l'ordre de 1 m s^{-1} .

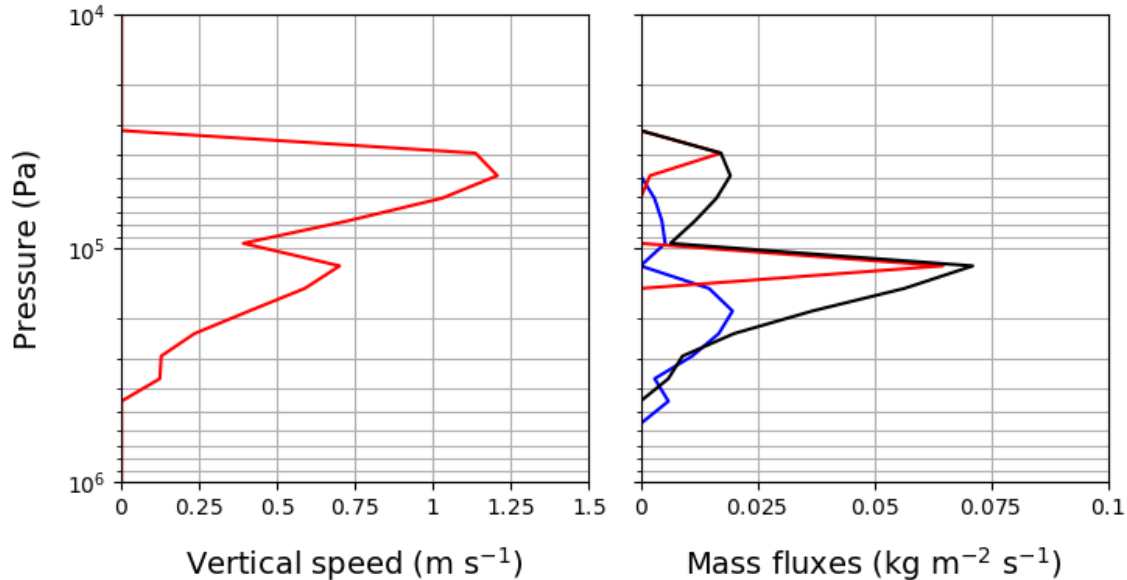


FIGURE 4.3 – Structure verticale de la vitesse du panache à gauche et des flux de masse à droite après 100 jours joviens de simulation avec $\beta = 0,9$, $a = 0,9$ et $b = 10^{-4} \text{ m}^{-1}$. L'entraînement est en bleu, le déentraînement en rouge et le flux de masse vertical en noir.

Sensibilité du modèle aux paramètres β , a et b

Quels que soient les réglages du modèle du thermique qui sont explorés dans ce qui suit, le mélange est bien réalisé avec l'obtention d'un gradient neutre de température potentielle comme nous pouvons le voir sur le figure 4.4. Un zoom important sur la couche mélangée montrerait un gradient très légèrement instable de 0,1 K entre 10 et 0,4 bar. La couche mélangée s'étend jusqu'à 0,4 bar, une pression supérieure à celle de la tropopause ($p \approx 0,1$ bar) mais compatible avec la couche de mélange observée qui doit s'étendre jusqu'au sommet des nuages d'ammoniac, *i.e.* entre 0,2 et 0,8 bar.

Contrairement à la température, les flux de masse et la vitesse verticale sont influencés par les paramètres libres. Nous étudions dans un premier temps la sensibilité du modèle au paramètre β reliant les flux de masse horizontaux au gradient vertical de la vitesse verticale du panache puis, dans un deuxième temps, la sensibilité aux paramètres a et b intervenant dans le calcul de l'accélération du panache (*cf.* figure 4.4). Le rapport d'aspect des panaches est fixé à $r = 2$ dans toutes les simulations.

Plus la valeur de β est faible, plus le poids du premier niveau est important (car l'entraînement normalisé est initialisé avec la valeur $e^* = 1$ à la base du panache puis sera proportionnel à β ensuite). Or il n'y a aucune raison de privilégier une couche à une autre selon sa position dans le panache sur une planète gazeuse sans surface. D'où le choix d'une valeur de β proche de 1. La figure 4.4 montre qu'il y a peu de différences entre $\beta = 0,5$ et $\beta = 0,9$ mais quand $\beta = 0,1$, le panache n'a plus assez d'inertie pour traverser la zone légèrement stable.

Quelle que soit la valeur de β , la sensibilité du modèle aux paramètres a et b est similaire. Plus a est grand, plus la contribution de la flottabilité à l'accélération du panache est importante. D'où une croissance plus forte de la vitesse dans les couches instables et une décroissance plus forte dans les couches stables. Plus la valeur de b est grande, plus rapidement disparaîtra l'effet de la flottabilité des couches déjà traversées sur la vitesse. Une trop forte valeur de b va causer un arrêt très rapide du panache. En pratique, dès la deuxième couche, la décélération due au terme de frottement fluide sera suffisante pour contrebalancer n'importe quel effet de la flottabilité dans cette couche. Si le modèle est capable de traiter les éventuelles zones instables restantes, le mélange ne sera fait qu'entre couches voisines. Cela n'est pas le but de cette paramétrisation qui vise à simuler un mélange convectif non-local. Cet effet se produit dès $b > 10^{-3}$ d'où le choix de valeur de l'ordre de 10^{-4} .

Finalement, nous choisissons de prendre des valeurs de β et a proche de 1 avec $a = 0,9$ et $\beta = 0,9$. En ce qui concerne le choix de b , prendre une valeur nulle n'est certainement pas très réaliste donc nous optons pour $b = 10^{-4} \text{ m}^{-1}$. Les valeurs de vitesses obtenues sont certes faibles en comparaison de ce qui est attendu sur Jupiter mais il ne s'agit que de convection sèche. Nous pouvons penser que la présence d'eau résultera en des vitesses plus élevées bien que cela ne soit pas évident compte tenu des effets antagonistes du relâchement de chaleur latente et du poids moléculaire.

4.4.2 Convection humide

L'eau sera la seule espèce condensable prise en compte parmi les trois existantes (H_2O , NH_4SH , NH_3) dans cette thèse car nous nous attendons à ce qu'elle soit le moteur le plus important de la convection du fait de son abondance supérieure et de sa chaleur latente plus grande. Le fait que ce soit la couche nuageuse la plus profonde est également intéressant car il n'est pas exclu que la paramétrisation parvienne à produire ponctuellement des panaches partant de cette couche qui atteindraient le sommet de la couche de mélange, simulant ainsi les orages convectifs de petite taille observés par la sonde Juno (*cf.* section 1.2.6) dont l'impact sur l'écoulement pourrait être important. Cela impose d'abaisser la base du modèle à 10 bar

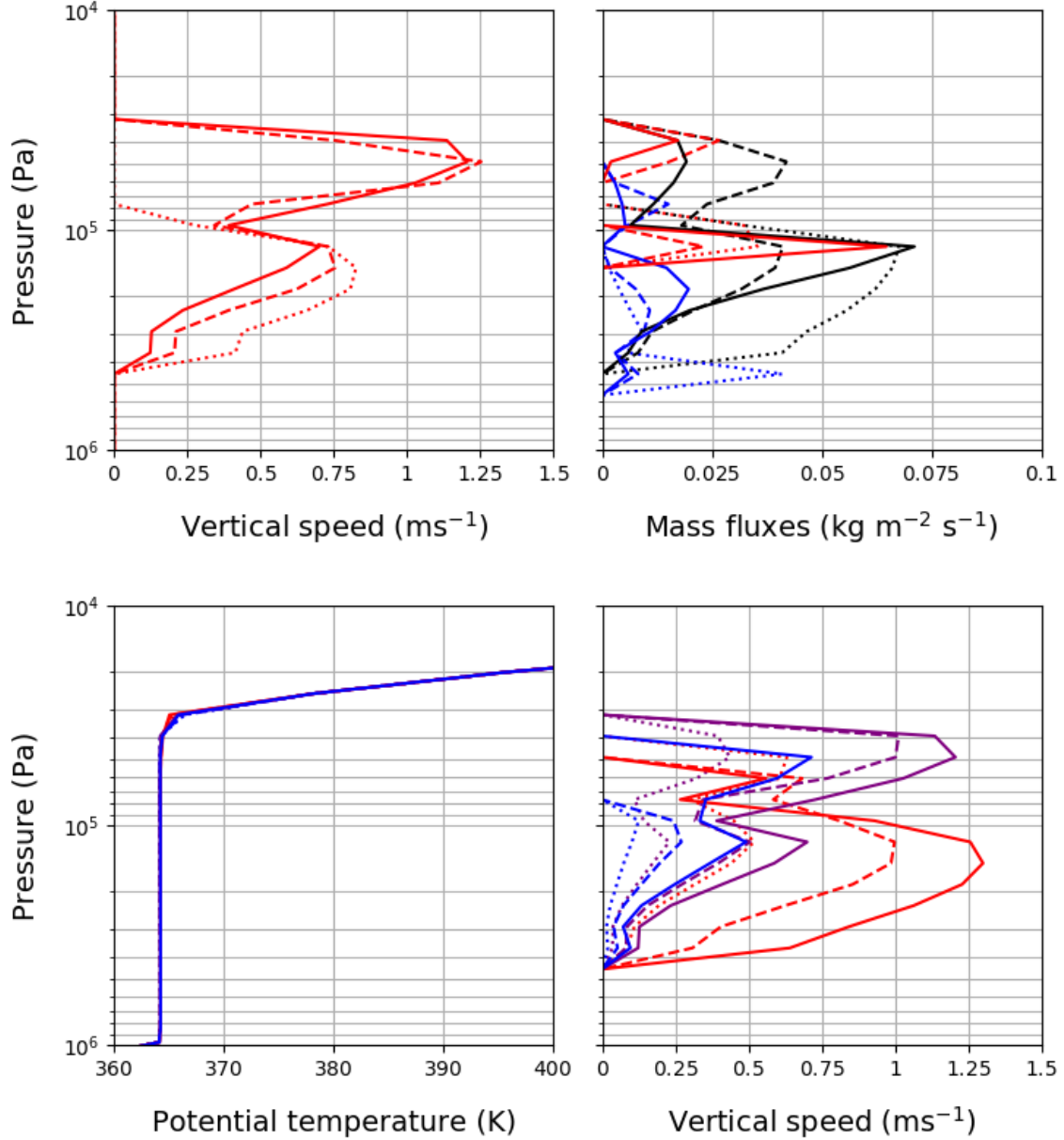


FIGURE 4.4 – En haut : vitesse verticale à gauche et flux de masse à droite en fonction de la pression après 100 jours joviens de simulation. L'entraînement est en bleu, le déentraînement en rouge et le flux de masse vertical en noir avec $a = 0,9$ et $b = 10^{-4} \text{ m}^{-1}$. Trois valeurs de β sont testées : 0,1 (trait pointillé), 0,5 (trait tireté) et 0,9 (trait plein). En bas : température potentielle (virtuelle) à gauche et vitesse verticale de l'ascendance à droite en fonction de la pression après 100 jours joviens de simulation avec $\beta = 0,9$. Neuf combinaisons de trois valeurs de a et b sont testées. Les valeurs des paramètres sont $a = 0,1$ (trait pointillé), $a = 0,5$ (trait tireté), $a = 0,9$ (trait plein) et $b = 0 \text{ m}^{-1}$ (en rouge), $b = 10^{-4} \text{ m}^{-1}$ (en violet) et $b = 2 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1}$ (en bleu).

– au lieu des 3 bar fixés dans les simulations GCM du chapitre 3 – afin d’inclure les niveaux atmosphériques où la condensation de l’eau est attendue (*cf.* chapitre 1, figure 1.5).

Nous testons trois valeurs d’abondance en eau : 1 abondance solaire (ou SA pour *solar abundance*), 3 SA et 9 SA sous la forme d’un profil initial du rapport de mélange constant pour $2 < p < 10$ bar. Puisque le modèle du thermique ne forme pas de nuage, nous faisons tout de même condenser la vapeur en excès par rapport à la pression de vapeur saturante. Pour ne pas laisser ces pseudo-particules nuageuses indéfiniment en suspension, nous décidons d’en faire précipiter 10% à chaque pas de temps physique en incluant, si l’air environnant n’est pas déjà saturé en vapeur, un taux d’évaporation des précipitations constant. S’il y a encore des précipitations qui ne se sont pas évaporées dans la couche la plus basse du modèle, alors nous évaporons tout ce qui reste afin de conserver la quantité totale de traceur.

Avec les paramètres de référence du cas sec, le panache atteint des vitesses de plusieurs centaines de mètres par seconde ce qui est peu réaliste. Nous nous attendons à ce que la présence d’eau augmente la vitesse verticale des panaches dans la limite où l’abondance reste limitée à des valeurs ne causant pas son inhibition (Leconte *et al.*, 2013). Cependant, ces panaches trop puissants finissent invariablement par déplacer la tropopause jusqu’au sommet du modèle via leurs *overshoots*. En effet, en dépit des frottements fluides, du poids moléculaire de l’eau et de la masse de condensat à transporter, la vitesse verticale est alors suffisamment élevée pour permettre au panache de se hisser un peu plus haut que le niveau de condensation des nuages et de mélanger le profil de température. Cela lui permet d’atteindre le niveau supérieur à l’appel suivant et ainsi de suite jusqu’à effacer complètement la stratosphère.

Pour régler ce problème nous choisissons d’augmenter la valeur de b . En effet, augmenter la valeur de ce paramètre freine le panache et ce, d’autant plus fortement que sa vitesse est grande. Avec $b = 4 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1}$, nous avons des vitesses beaucoup plus faibles – de l’ordre de 1 m s^{-1} . La sensibilité au paramètre b est telle que nous n’avons pas réussi à trouver une valeur pour laquelle les panaches simulés combinaient une vitesse verticale de l’ordre de la dizaine de mètres par seconde et une extension verticale réaliste. Sachant que la vitesse calculée par le modèle du thermique est une vitesse d’un panache "moyen" représentant l’ensemble des panaches se formant dans la maille, nous nous attendons à ce que sa valeur soit plus faible que celles mesurées dans les orages (Stoker, 1986). Un tel écart peut cependant être lié aux limitations de la paramétrisation employée. En effet, le modèle du thermique n’est pas conçu pour simuler la convection profonde entre autres parce qu’il ne prend pas en compte les précipitations. De plus, dans le cas particulier de Jupiter, l’extension horizontale des orages les plus importants est telle que l’hypothèse que seule une faible fraction de la surface de la maille est occupée par l’ascendance n’est pas valide.

La principale différence entre les cas secs et humides réside dans l’extension verticale des panaches. Ceux-ci s’étendent de $p = 6$ bar à $p = 3$ bar, pression à laquelle l’eau condense, pour des abondances en eau de 3 et 9 SA. En effet, compte tenu des paramètres choisis (a et b), de la prise en compte du condensat dans le calcul de la flottabilité et du schéma de précipitation, le panache se retrouve à devoir transporter plus de vapeur d’eau et plus de condensat qu’il n’y en a dans l’environnement. Ainsi, même si le panache bénéficie du relâchement de chaleur latente, c’est l’effet dû au contraste de poids moléculaire qui l’emporte. La perte brutale de flottabilité qui en résulte se traduit par une décélération suffisante pour le stopper net d’où la présence de nuages limités à cette seule couche. En revanche, avec 1 SA, le panache débute dès 10 bar et s’arrête à 6 bar. Le panache voit son extension verticale limitée par l’augmentation des frottements via l’augmentation b sans que celle-ci ne puisse être compensée par un relâchement de chaleur latente à cause de la température élevée des couches atmosphériques concernées.

La fraction de la surface de la maille occupée par l’ascendance est maximale dans la couche où le panache s’arrête et est de l’ordre de 1%, une valeur faible bien que concernant les nuages d’eau qui ne sont pas observés. Dans la figure 4.5 nous pouvons voir le profil vertical des rapports

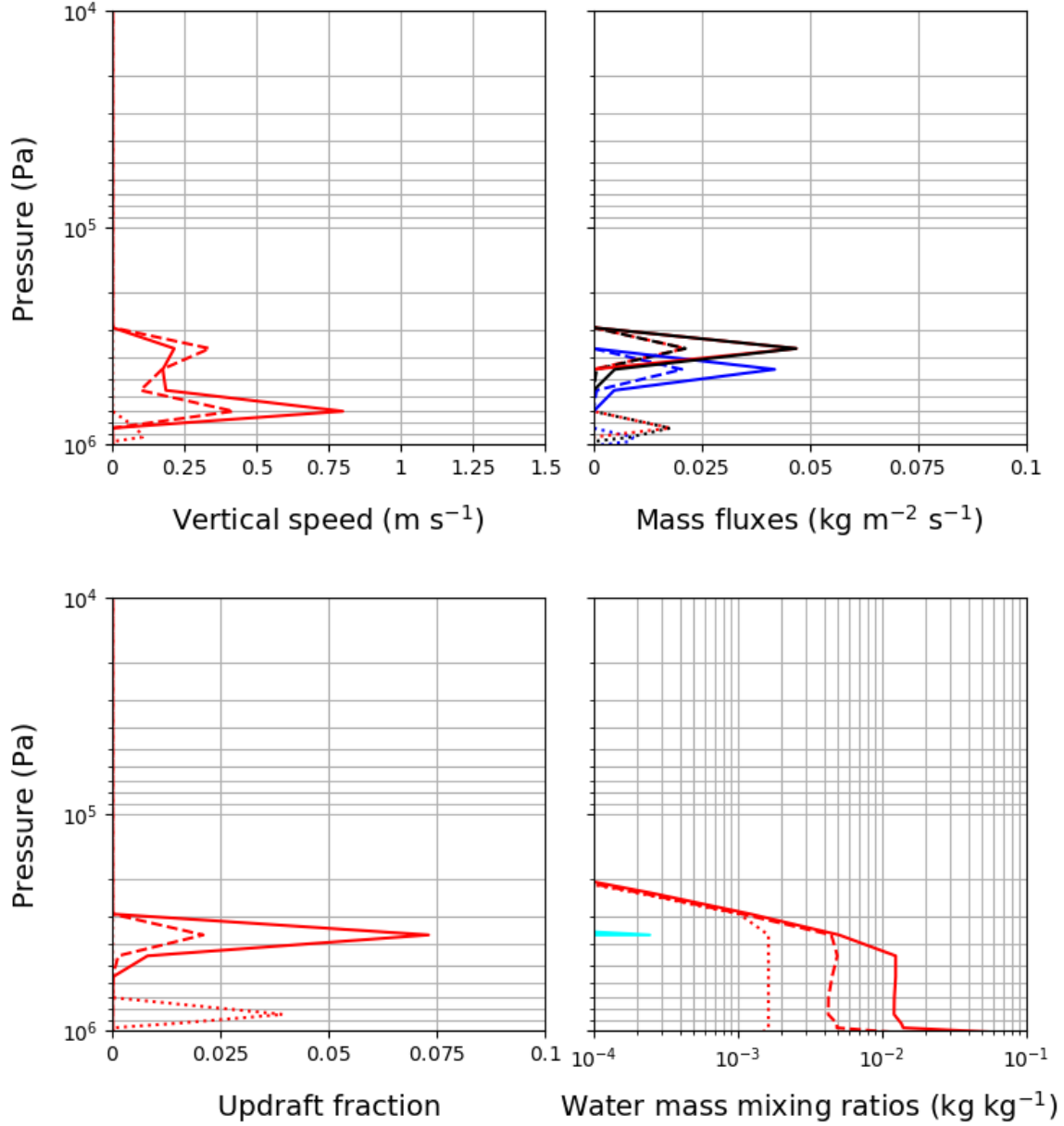


FIGURE 4.5 – En haut : vitesse verticale de l'ascendance à gauche et flux de masse à droite en fonction de la pression. L'entraînement est en bleu, le déentraînement en rouge et le flux de masse vertical en noir. En bas : Fraction de l'ascendance à gauche et rapport de mélange de l'eau à droite en fonction de la pression. Les trois valeurs de l'abondance en eau testées sont 1 abondance solaire (trait pointillé), 3 abondances solaires (trait tireté) et 9 abondances solaires (trait plein).

de mélange de l'eau vapeur et condensée (solide et liquide). Nous constatons qu'il est constant dans la troposphère jusqu'à ce qu'il égalise et se mette à suivre le profil du rapport de mélange à saturation. Nous voyons également que le nuage d'eau ne fait qu'une seule couche d'épaisseur comme évoqué dans le paragraphe précédent. Enfin, la valeur plus importante du rapport de mélange de la vapeur d'eau à la base du modèle est le résultat de l'évaporation massive des précipitations qui y a lieu.

4.4.3 Conclusions de l'étude de sensibilité

Nous avons éprouvé dans des simulations unidimensionnelles le fonctionnement du modèle du thermique (mélange convectif, caractéristiques physiques des panaches et leurs échanges avec l'environnement) pour des abondances en eau allant de 0 SA (cas sec) à 9 SA. La nature de la convection sur Jupiter impose une valeur de β – le paramètre contrôlant les flux de masse horizontaux et notamment l'importance relative de l'entraînement initial par rapport à l'entraînement dans les couches supérieures – proche de 1 pour ne pas favoriser une couche par rapport à une autre en l'absence de surface. Pour ce qui est des paramètres a et b intervenant dans le calcul de l'accélération du panache, nous choisissons des valeurs qui maximisent la vitesse vertical des panaches – ceux-ci étant plutôt lent par rapport à ce qui est déduit des observations comme des CRM – tout en gardant b suffisamment élevé pour nous assurer qu'il n'y aura pas de panaches avec des vitesses déraisonnables capables de déplacer la tropopause par *overshoots* successifs. Ainsi, Les valeurs adoptées à l'issue de l'étude de sensibilité sont les suivantes : $\beta = 0,9$, $a = 0,9$ et $b = 10^{-3} \text{ m}^{-1}$. Pour ce qui est de ν , nous choisissons de faire simple en interdisant la simultanéité de l'entraînement et du déentraînement ce qui signifie que $\nu = 0$.

Simulations GCM de l’atmosphère de Jupiter avec le modèle du thermique

Dans ce chapitre nous analysons de nouvelles simulations de l’atmosphère de Jupiter, toujours réalisées avec le modèle global de climat DYNAMICO-giant mais incluant cette fois la paramétrisation de la convection décrite dans le chapitre précédent, à savoir une version modifiée du modèle du thermique. Parmi toutes celles qui ont été réalisées, nous présentons les quatre simulations les plus abouties permettant de tester des rapports de mélange de l’eau dans l’atmosphère jovienne allant de 0 à 5 abondances solaires. La première section est dédiée à l’étude du comportement de la convection simulée et de la comparer aux observations de la mission Juno. La deuxième section se focalise sur les conséquences de la convection sur la circulation atmosphérique, notamment les jets. Enfin, la troisième et dernière section cherche à expliciter le lien entre la convection, les *eddies* et les jets à travers l’analyse des conditions d’instabilité.

5.1 Convection nuageuse dans le GCM

5.1.1 Nouvelle configuration du modèle

Nous reprenons le modèle de climat global de Jupiter décrit aux chapitres 2 et 3 en incluant cette fois-ci comme paramétrisation du mélange convectif le modèle du thermique décrit au chapitre 4. Tout d’abord nous décidons de réaliser une simulation avec cette nouvelle version du modèle dans une configuration sèche (0 abondances solaires) à des fins de comparaisons avec les résultats du chapitre 3. Ensuite, le choix de l’abondance en eau dans les autres simulations à été guidé par les enrichissements typiques observés par Galileo pour les espèces autres que l’eau (Wong *et al.*, 2004). La confirmation n’est venue pour l’eau que très récemment à travers les travaux de C. Li *et al.* (2020), qui ont estimé à partir des données du radiomètre à micro-ondes de la sonde Juno que l’abondance en eau de Jupiter est de 3 ± 2 abondances solaires (ou SA pour *solar abundances*). C’est pourquoi nous testons dans trois simulations différentes les abondances de 1 SA, 3 SA et 5 SA. Les réglages de la dissipation sont les mêmes dans les quatre nouvelles simulations et sont identiques à ceux de la simulation modérément dissipative du chapitre 3 – *i.e.* un temps caractéristique τ_D de 10 000 s et un nombre d’itération n du laplacien de 2. Afin d’inclure les nuages d’eau, la base du modèle est fixée à 10 bar (*cf.* chapitre 4, sous-section 4.4.2). Les paramètres libres du modèle du thermique définis dans le tableau 4.3.5 sont réglés comme il suit : rapport d’aspect des cellules convectives $r = 2$, coefficient de flottabilité $a = 0,9$, facteur de frottements fluides $b = 1 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}$, flux de masse horizontal minimum $\nu = 0 \text{ m}^{-1}$ et paramètre de mélange horizontal $\beta = 0,9$. La valeur de b a été augmentée par rapport aux réglages des tests unidimensionnels du chapitre précédent car la déstabilisation de l’atmosphère est plus forte dans les simulations tridimensionnelles que dans les tests unidimensionnels. Enfin, notons que

l'eau incluse dans le modèle sera radiativement inactive quel que soit son état physique ou son rapport de mélange. Le modèle a simulé 40 000 jours joviens dans le cas à 0 SA et 60 000 jours joviens dans les cas à 1 SA, 3 SA et 5 SA.

5.1.2 Variabilité spatiale

La vitesse verticale des panaches est une indication de l'importance de l'instabilité convective – sèche ou humide selon qu'il y ait ou non condensation de l'eau dans l'ascendance – créée par la combinaison du transfert radiatif, du flux de chaleur interne et des changements d'état de l'eau après mélange (condensation des “pseudo-nuages” et évaporation des précipitations). Nous pouvons voir sur la figure 5.1 la moyenne zonale de la vitesse verticale des panaches en fonction de la pression et de la latitude. Cela nous renseigne sur les latitudes où la convection est la plus active en moyenne, tout en sachant que l'activité simulée est en fait intermittente et horizontalement hétérogène (*cf.* figure 5.2). L'ordre de grandeur de la moyenne zonale de la vitesse verticale des panaches est de 1 m s^{-1} mais, compte tenu de l'important écart-type, peut atteindre localement des valeurs plus de deux fois supérieures. Comme expliqué au chapitre 4, les flux de masse horizontaux sont calculés à partir du profil vertical de la vitesse verticale du panache de telle sorte que plus la vitesse est élevée plus les flux de masse horizontaux sont faibles. De même, une diminution de la vitesse verticale indique un transfert de masse du panache vers l'environnement et inversement. Nous pouvons donc déduire des profils de vitesse dans la figure 5.1 les couches de l'atmosphère dans lesquelles il y a en moyenne soit entraînement soit déentraînement, ce qui est par ailleurs confirmé en traçant directement lesdites variables (figure omise). Par exemple, dans le cas sec, l'air est entraîné entre 10 et 0,6 bar et détraîné à 3 bar et entre 0,6 et 0,2 bar ou bien, dans les cas humides à 3 SA et 5 SA, l'air humide est entraîné entre 6 bar et 3,5 bar et détraîné entre 3,5 bar et 2 bar (où se forment les “pseudo-nuages” de glace d'eau).

Dans la simulation à 0 SA, la convection est plus forte aux pôles qu'à l'équateur pour des pressions supérieures à 3 bar et c'est l'inverse au-dessus. Nous pouvons remarquer que le contraste est le plus important dans deux bandes situées de part et d'autre de l'équateur où l'activité est presque nulle pour $p > 3$ bar et maximum pour $p = 0,6$ bar. Au contraire, la moyenne zonale de la vitesse verticale est presque constante selon la verticale à l'équateur. Excepté dans les régions polaires, il n'y a en général qu'un seul panache qui se déploie jusqu'au sommet de la couche mélangée. Dans les simulations humides, la condensation de l'eau à partir de 3 bar (cas à 1 SA) ou 3,5 bar (cas à 3 SA et 5 SA) provoque une rupture plus nette entre une première couche atmosphérique où la convection est humide et une autre où la convection est sèche. Il existe toujours des panaches débutant sous les nuages d'eau et montant jusqu'au sommet de la couche mélangée mais ceux-ci sont d'autant moins fréquents que le rapport de mélange de l'eau est grand. En effet, plus le rapport de mélange de l'eau est grand et plus le panache sera alourdi par rapport à un environnement juste à saturation au-dessus du niveau de condensation de l'eau. À part dans ces cas, il n'y a pas de mélange entre les deux couches car les panaches empilés sur un même point de grille sont indépendants. La convection humide est la plus intense soit aux pôles et à $\pm 20^\circ\text{N}$ (1 SA), soit aux moyennes latitudes (cas 3 SA) soit à peu près constante sauf à $\pm 7^\circ\text{N}$ où elle est nulle (5 SA). La convection sèche est quant à elle plus intense soit aux pôles (1 SA et 3 SA) soit à $\pm 7^\circ\text{N}$ (5 SA).

Dans la figure 5.2, nous pouvons voir apparaître des structures pouvant laisser penser à de l'agrégation de la convection ou aux intenses orages de Jupiter. Ces structures sont bien simulées et advectées avec cependant quelques artefacts apparaissant dans certaines régions. En effet, les champs issus du modèle du thermique appliqué à Jupiter présentent d'importantes variations point à point à cause d'effets de seuil ce qui favorise les artefacts de calcul lors de l'interpolation des sorties depuis la grille icosaédrique sur la grille latitude-longitude. Ces artefacts sont facilement identifiables aux pôles – où ils prennent un aspect “pixélisé” – mais il

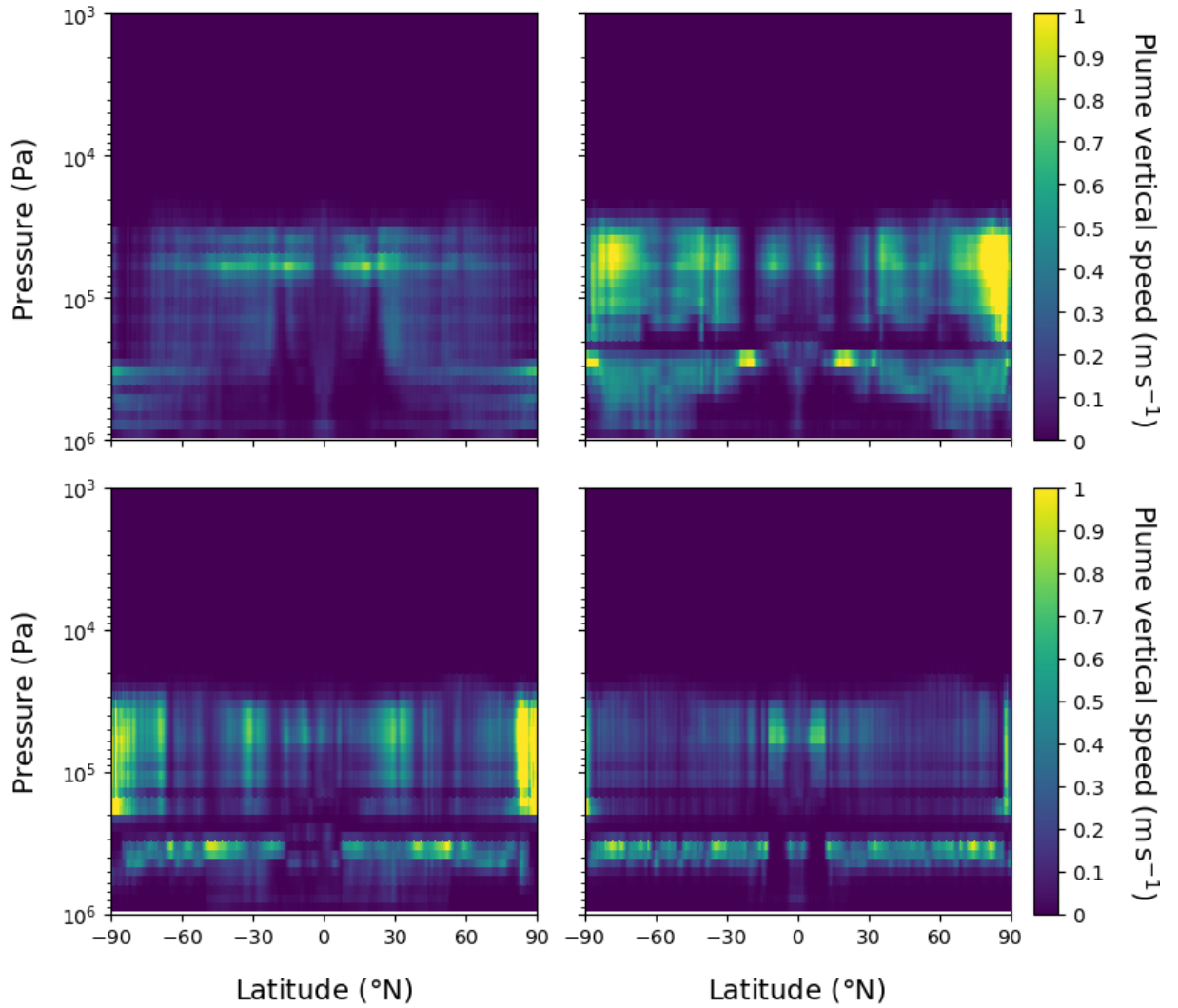


FIGURE 5.1 – Moyenne zonale de la vitesse verticale des panaches en fonction de la pression et de la latitude à 60 000 jours joviens (sauf pour la simulation à 0 SA où $t = 40\,000$ jours joviens) pour 0 SA (en haut à gauche), 1 SA (en haut à droite), 3 SA (en bas à gauche) et 5 SA (en bas à droite).

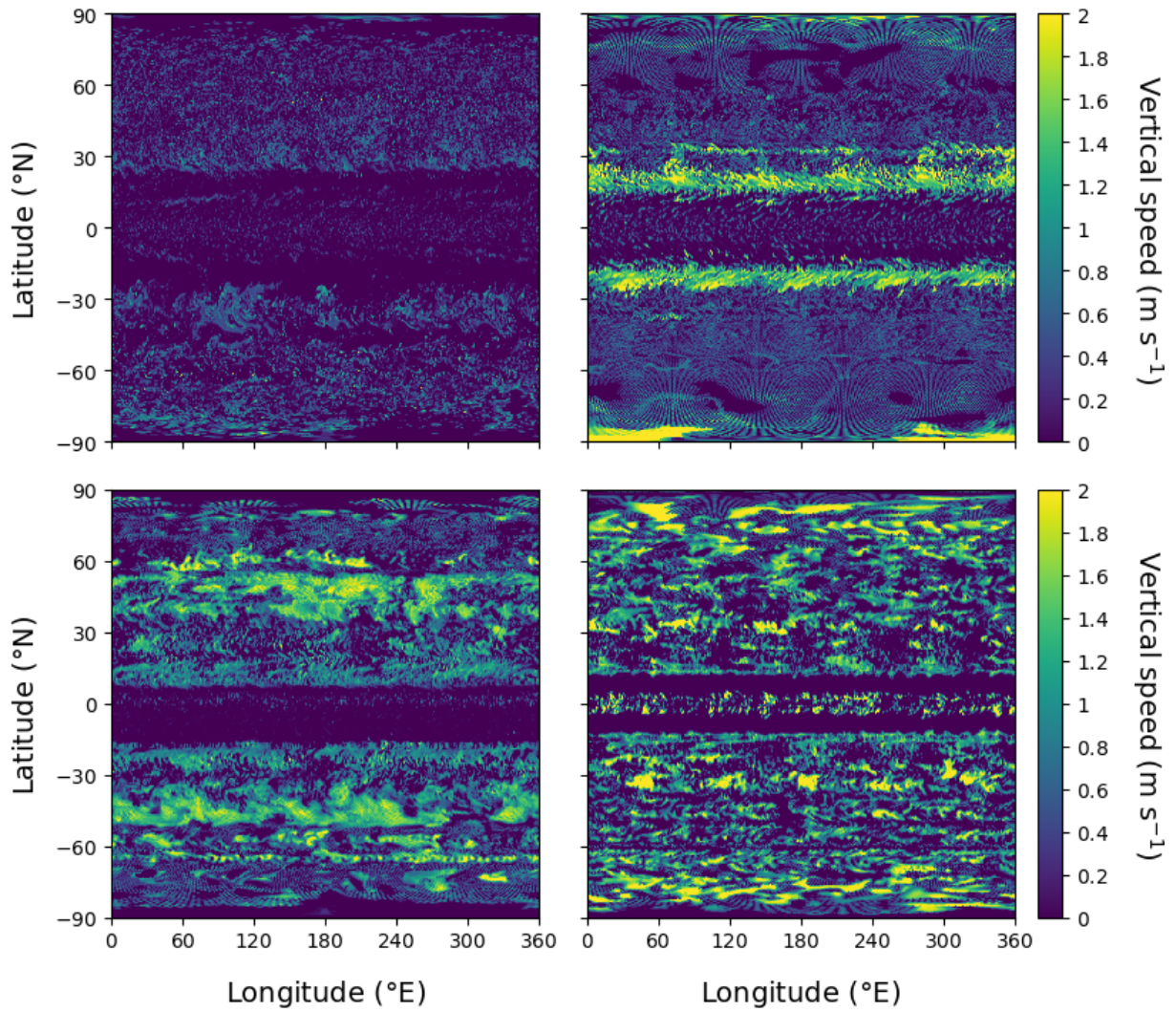


FIGURE 5.2 – Vitesse verticale des panaches en fonction de la longitude et de la latitude à 60 000 jours joviens (sauf pour la simulation à 0 SA où $t = 40\,000$ jours joviens) dans la couche située juste sous les nuages (entre 2,6 et 3,5 bar selon le cas) pour 0 SA (en haut à gauche), 1 SA (en haut à droite), 3 SA (en bas à gauche) et 5 SA (en bas à droite).

en existe aussi près des sommets de l'icosaèdre servant de base à la construction de la grille du cœur dynamique – c'est-à-dire en dix points placés en quinconces sur deux rangées à $\pm 30^\circ\text{N}$ – où les valeurs des champs ont tendance à être majorées. Cet effet est particulièrement visible dans les instantanés de la colonne de droite de la figure 5.2.

En plus de la vitesse et des flux de masse, il peut être intéressant de regarder les rapports de mélange de la vapeur et de la glace d'eau. En effet, les traceurs sont tout autant affectés par la circulation générale que par la convection ce qui donne accès à d'autres informations et peut plus facilement être comparé aux observations (*e.g.* les mesures de distributions spatiales des espèces chimiques comme l'eau et l'ammoniac (C. Li *et al.*, 2020, 2017)). Il se trouve que les circulations simulées tendent à appauvrir l'équateur en eau et à enrichir les moyennes et hautes latitudes. L'enrichissement relatif des pôles par rapport à l'équateur est d'un facteur 3 dans le cas à 1 SA, d'un facteur 2 dans le cas à 3 SA et d'un facteur 1,1 dans le cas à 5 SA). Les nuages de glace d'eau se forment plus hauts dans la région équatoriale ($2 < p < 3$ bar) qu'aux moyennes latitudes ($3 < p < 4$ bar). Cette différence d'altitude des nuages d'eau entre l'équateur et les plus hautes latitudes a été observée sur Saturne mais ne peut l'être sur Jupiter car lesdits nuages se trouvent à de trop grandes profondeurs. Il semblerait néanmoins que ce soit également le cas d'après notre modèle. Les nuages de glace d'eau sont cependant absents des couches situées entre 6 et 4 bar de pression à cause de la température trop élevée qui y règne. Nos simulations ne recoupent donc que partiellement les résultats des modèles thermochimiques (*cf.* chapitre 1, sous-section 1.2.3). Notons cependant que l'absence de modèle de nuage et l'implémentation simpliste des précipitations et de leur évaporation – ainsi qu'une résolution verticale peut-être un peu trop grossière aux altitudes concernées – peuvent expliquer ces différences.

5.2 Effet de la convection sur les résultats du GCM

5.2.1 Structure thermique

La première chose que nous pouvons remarquer en regardant les profils de température (*cf.* figure 5.3), c'est que celle-ci est d'autant plus élevée que l'abondance en eau est grande. Ce constat est valable à toutes les latitudes avec un écart constant. Ainsi la température est de 168,5 K, 170 K, 172 K et 175,5 K à l'équateur dans les simulations à 0 SA, 1 SA, 3 SA et 5 SA respectivement. L'origine de cet effet n'est pas clair car, même si plus d'eau peut signifier plus de relâchement de chaleur latente, la chute des précipitations, leur évaporation et le transfert radiatif pourrait compenser cet effet. Déterminer ce qui se passe exactement nécessite une analyse quantitative plus poussée qui dépasse le cadre de ce travail. Une autre différence est que les variations saisonnières – qui étaient de l'ordre de 0,5 K pic à pic à 1 bar dans les simulations du chapitre 3 utilisant l'ajustement convectif (*cf.* sous-section 3.1.3) – deviennent difficiles à distinguer dans les simulations utilisant le modèle du thermique.

En revanche, le gradient méridien de température à 1 bar est globalement le même dans toutes les simulations utilisant le modèle du thermique. En effet, les pôles sont environ 4 K plus froids que l'équateur dans tous les cas. Nous nous attendons donc à ce que l'atmosphère soit barocliniquement instable (*cf.* section 5.3). De plus, la température à l'équateur et à 1 bar dans la simulation à 0 SA est très proche des 169 K de la simulation modérément dissipée sans modèle du thermique du chapitre 3. L'écart est plus important aux pôles où la simulation à 0 SA donne des températures de 164 K, donc environ 2,5 K plus élevées que dans la simulation du chapitre 3. Cela peut néanmoins s'expliquer par l'absence des puissants vortex polaires présents dans la simulations modérément dissipée du chapitre 3. La simulation à 0 SA n'a cependant pas complètement convergé et la tendance au refroidissement présage de températures légèrement plus froides (de l'ordre de 1 K) que dans l'autre simulation.

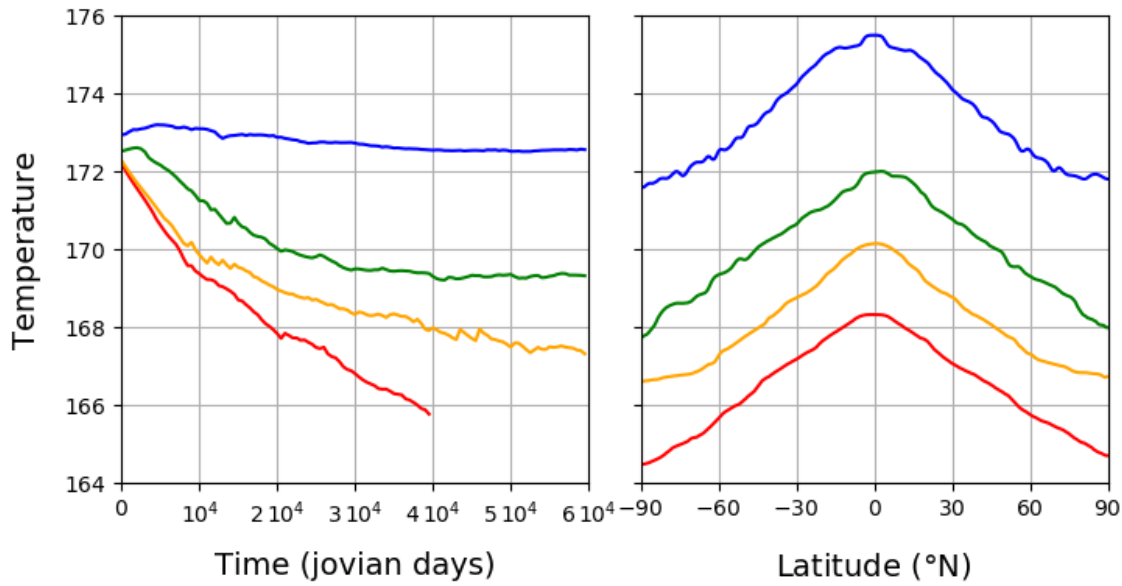


FIGURE 5.3 – Moyenne zonale de la température en fonction du temps pour $\varphi = 60^\circ$ à gauche et moyenne zonale de la température en fonction de la latitude pour $t = 60\,000$ jours joviens (sauf pour la simulation à 0 SA où $t = 40\,000$ jours joviens) à droite à $p = 1$ bar et pour 0 SA (courbes rouge), 1 SA (courbes oranges), 3 SA (courbes vertes) et 5 SA (courbes bleues).

5.2.2 Jets et eddies

Effet de l'abondance en eau sur les jets

La simulation à 0 SA a été réalisée à des fins de comparaison avec la simulation de référence du chapitre 3, dont elle reprend les réglages de la dissipation, pour identifier les éventuels effets induits par le remplacement de l'ajustement convectif par le modèle du thermique. Cela impose de se replacer le plus possible dans les mêmes conditions, c'est-à-dire sans eau. La base du modèle est néanmoins abaissée à 10 bar en prévision de l'ajout de l'eau et la fréquence d'appel à la physique est augmentée pour des raisons de stabilité.

Pour ce qui est de la structure horizontale des vents, la simulation à 0 SA est très proche de la simulation modérément dissipée du chapitre 3, que ce soit pour le nombre, la largeur, l'intensité et la position en latitude des jets (*cf.* figures 5.4 et 5.5). En effet, il y a entre 5 et 7 jets progrades dont les vitesses sont comprises entre 10 et 100 m s^{-1} et entre 5 et 6 jets rétrogrades extra-tropicaux dont les vitesses sont comprises entre -25 et -10 m s^{-1} . Les jets progrades des moyennes latitudes sont donc plus lents dans la simulation à 0 SA – ce qui est davantage conforme aux observations – et les jets des basses latitudes sont toujours aussi rapides. Le jet équatorial est toujours rétrograde avec une vitesse de -100 m s^{-1} . Les ondes planétaires sont toujours présentes mais nettement moins marquées que dans la simulation de référence du chapitre 3.

La structure verticale est elle aussi très similaire à la simulation modérément dissipée du chapitre 3. La moyenne zonale du vent zonal est un peu plus symétrique par rapport à l'équateur dans les basses latitudes de la stratosphère et oscille légèrement selon la verticale. Cet embryon d'oscillation équatoriale, déjà présent dans les simulations du chapitre 3, est plus marqué et évolue davantage au cours du temps sans pour autant être une vraie oscillation équatoriale du fait de l'absence de jets empilés de sens opposés. Les deux jets tropicaux progrades qui

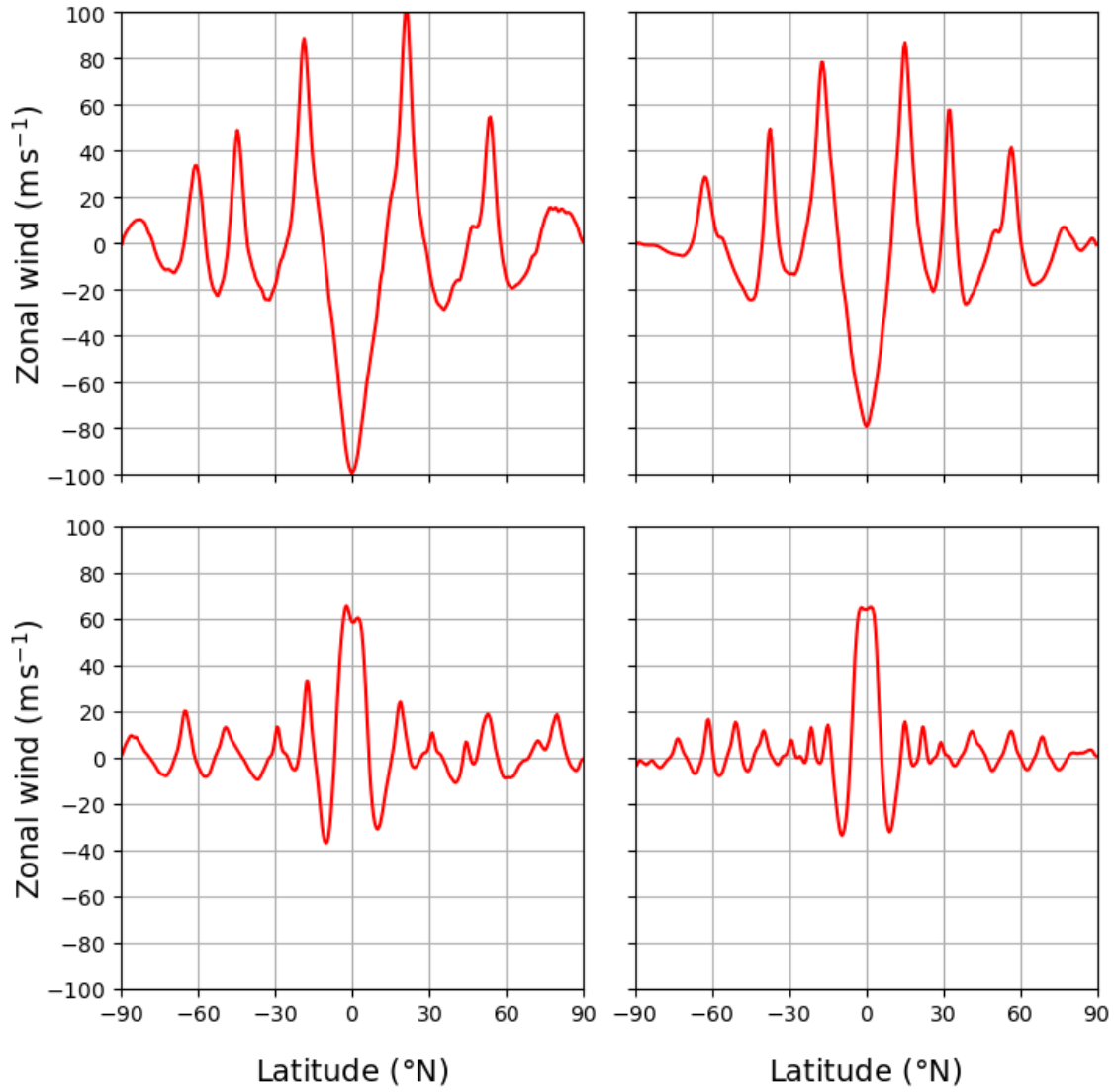


FIGURE 5.4 – Moyenne zonale du vent zonal en fonction de la latitude à $p = 1$ bar et $t = 60\,000$ jours (sauf pour la simulation à 0 SA où $t = 40\,000$ jours joviens) pour 0 SA (en haut à gauche), 1 SA (en haut à droite), 3 SA (en bas à gauche) et 5 SA (en bas à droite).

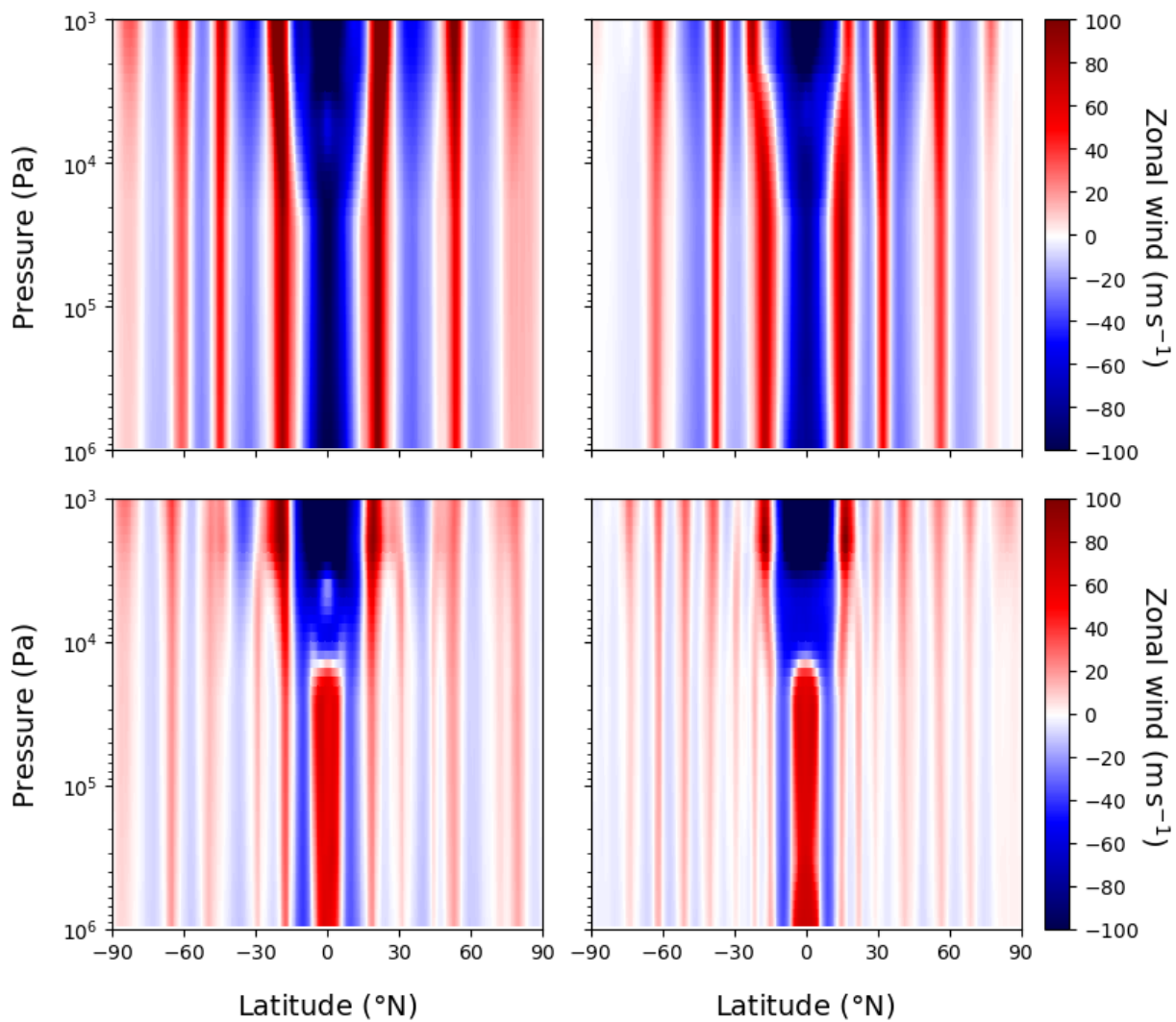


FIGURE 5.5 – Moyenne zonale du vent zonal en fonction de la pression et de la latitude à $t = 60\,000$ jours joviens (sauf pour la simulation à 0 SA où $t = 40\,000$ jours joviens) pour 0 SA (en haut à gauche), 1 SA (en haut à droite), 3 SA (en bas à gauche) et 5 SA (en bas à droite).

flanquent le jet équatorial ne sont que très légèrement décalés par l'élargissement de ce dernier et leur vitesse ne fait que croître avec l'altitude. Nous pouvons également voir une migration des jets qui ralentit avec le temps jusqu'à un possible arrêt (*cf.* figure 5.10 et la section 5.3). Il y a tout de même quelques contrastes notables avec les observations comme l'absence de vortex et la présence de jets jusqu'à des latitudes très élevées ($\approx 80^\circ\text{N}$) et supérieures à ce qui est observé ; en comparaison, sur ces points précis, la simulation de référence du chapitre 3 est plus proche des observations.

Au vu de la ressemblance entre les deux simulations, la simulation à 0 SA n'est pas prolongée au-delà de $t = 40\,000$ jours joviens. Ainsi, le remplacement de l'ajustement convectif par le modèle du thermique ne dégrade presque aucun des résultats énoncés dans le chapitre 3 tout en permettant d'inclure la convection humide. Dans la suite nous ne ferons plus de comparaison avec la simulation de référence du chapitre 3 puisque la comparaison avec la simulation à 0 SA est équivalente.

Les quatre simulations réalisées avec 0 SA, 1 SA, 3 SA et 5 SA présentent toutes une atmosphère structurée en jets alternés selon la latitude qui s'étendent de haut en bas du modèle, donc à la fois dans la stratosphère barocline et dans la troposphère barotrope. Seuls le nombre, la largeur et la vitesse des jets changent (*cf.* figures 5.4 et 5.5). En l'occurrence, plus l'abondance en eau est grande plus les jets sont nombreux avec 5 jets progrades dans la simulation à 0 SA, 7 dans la simulation à 1 SA, 10 dans la simulation à 3 SA et 14 dans la simulation à 5 SA. De plus, le jet équatorial est rétrograde dans les deux simulations les moins abondantes en eau et prograde dans les deux autres. Il convient alors de séparer la description de l'écoulement en deux parties : la région équatoriale ($\varphi \pm 15^\circ\text{N}$) où ce qui se passe dépend fortement de l'abondance en eau, et les moyennes et hautes latitudes ($|\varphi| > 15^\circ\text{N}$) qui se comportent de la même manière dans toutes les simulations.

Les jets des moyennes latitudes ont des vitesses qui décroissent quand l'abondance en eau augmente. Les valeurs sont comprises entre 10 et 100 m s^{-1} , entre 10 et 80 m s^{-1} , entre 10 et 35 m s^{-1} et entre 10 et 20 m s^{-1} pour les simulations à 0 SA, 1 SA, 3 SA et 5 SA respectivement. De même, la largeur des jets décroît quand l'abondance en eau augmente. En revanche, dans toutes les simulations, ils occupent le même intervalle de latitude, qui va de l'équateur jusqu'aux pôles dans les deux hémisphères. Verticalement, les jets progrades s'étendent sur toute la hauteur du modèle et leur vitesse, qui est constante dans la troposphère, se met à croître dans la stratosphère. Notons également que dans les simulations à 3 SA et 5 SA, de part et d'autre de la région équatoriale, les deux jets progrades situés aux plus basses latitudes se rapprochent l'un de l'autre et fusionnent vers 20 mbar et 40 mbar respectivement.

Dans les simulations à 0 SA et 1 SA, il n'y a qu'un seul jet dans la région équatoriale. Celui-ci est rétrograde, rapide (100 m s^{-1} et 80 m s^{-1} respectivement, en valeur absolue), large (environ 22°) et s'étend sur toute la hauteur de l'atmosphère. Sa vitesse décroît en amplitude quand l'abondance en eau passe de 0 SA à 1 SA. Dans les simulations à 3 SA et 5 SA, la région équatoriale troposphérique contient trois jets : un jet prograde au centre et deux jets rétrogrades à $\pm 10^\circ\text{N}$. Ces jets semblent avoir des largeurs et des vitesses indépendantes de l'abondance en eau. Par exemple, dans ces deux simulations, le jet équatorial possède une vitesse de 60 m s^{-1} et une largeur de 13° tandis que les deux jets rétrogrades qui le flanquent ont des vitesses d'approximativement -30 m s^{-1} et une largeur de 7° . Par contre, dans la région équatoriale stratosphérique, il n'y a plus qu'un seul jet qui est rétrograde. Sa largeur et sa vitesse sont similaires à celle du jet équatorial dans la stratosphère des cas à 0 SA et 1 SA. Sa vitesse oscille légèrement selon la verticale, notamment dans la simulation à 3 SA où, après avoir atteint une vitesse de -50 m s^{-1} à 0,1 bar, il accélère jusqu'à -20 m s^{-1} à 40 mbar puis décélère continuellement jusqu'à -140 m s^{-1} au sommet du modèle.

L'obtention d'une super-rotation est l'une des avancées permises par l'inclusion du modèle

du thermique dans le GCM, même si elle est plus faible et moins large que ce qui est observé (vitesse de 70 à 130 m s⁻¹ et une largeur de 25°). De plus, cette super-rotation n'est pas obtenue pour n'importe quelle valeur de l'abondance en eau mais pour des valeurs compatibles avec les observations de la sonde Juno (C. Li *et al.*, 2020). La convection humide affecte également les jets des moyennes latitudes qui ne migrent quasiment plus (*cf.* plus loin les figures 5.12 et 5.13) et dont le nombre est significativement supérieur à celui obtenu dans les cas secs. Parmi les deux simulations présentant une super-rotation, la simulation que nous jugeons la plus proche des observations est celle à 3 SA. En effet, bien qu'ayant un nombre de jets moins réaliste que la simulation à 5 SA, la vitesse de ces derniers y est plus proche des vitesses observées – entre 20 et 40 m s⁻¹ pour les jets progrades et entre -10 et -20 m s⁻¹ pour les jets rétrogrades – et la convection y est plus intense aux moyennes latitudes (*cf.* section 5.1.2). Elle devient donc notre nouvelle simulation de référence.

Dans leurs travaux, Young *et al.* (2019b) obtiennent un jet équatorial en super-rotation d'environ 30 m s⁻¹ et une quinzaine de jets progrades dont les vitesses sont comprises entre 5 et 15 m s⁻¹ dans une atmosphère sèche. Les jets qu'ils simulent sont plus nombreux mais moins rapides que ceux de nos simulations. Compte tenu de ces résultats différents d'un GCM Jupiter distinct du nôtre (autant par le transfert radiatif que par le cœur dynamique), la conclusion tirée de notre modèle sur la nécessité des processus de convection humide associés à la condensation de l'eau pour obtenir une super-rotation sur Jupiter doit être confirmée par d'autres modèles et études ultérieures. Notre deuxième conclusion, qui mérite également d'être confirmée, porte sur la transition de la sub-rotation vers la super-rotation. Celle-ci semble se produire pour une abondance en eau comprise entre 1 SA et 3 SA, c'est-à-dire avec une abondance en eau proche de celle observée par Juno.

Effet de l'abondance en eau sur les *eddies*

Maintenant que l'influence – très notable – de la convection humide sur les jets a été décrite, nous pouvons nous intéresser à son influence sur les *eddies*. Dans les quatre simulations nous retrouvons des ondes planétaires et de la turbulence de petite et moyenne échelle (au sens de la résolution du modèle). Qualitativement, l'intensité de la turbulence semble minimum dans les cas à 3 SA et 5 SA, intermédiaire dans le cas à 1 SA et maximum dans le cas sec dans les instantanés des vents zonaux et méridiens (*cf.* figures 5.6 et 5.7). De même, les ondes planétaires des moyennes latitudes sont d'autant plus fortes que l'abondance en eau est faible. Ce n'est en revanche pas le cas des ondes planétaires équatoriales qui sont toujours aussi intenses. Les modes dominants sont compris entre 1 et 5. Par exemple, nous pouvons apercevoir la superposition d'un mode 2 et d'un mode 5 dans le cas sec. Des ondes équatoriales supplémentaires, donnant un aspect grenu au vent méridien, sont présentes dans les simulations à 3 SA et 5 SA. Le fait qu'elles ne soient pas visibles dans les deux autres simulations peut être dû soit à leur absence soit qu'au fait qu'elles sont masquées par la turbulence. Il s'agit peut-être d'ondes de Rossby, telles que suggérées par les simulations Jupiter de Schneider et Liu (2009). Cependant, pour identifier la nature exacte de ces ondes et savoir si elles sont ou non présentes dans toutes les simulations, il faudrait réaliser des analyses supplémentaires qui dépassent le cadre de ce travail (*cf.* chapitre 3, sous-section 3.1.2). Il est tout de même intéressant de noter que la convection en modifie l'activité en fonction de la quantité d'eau présente dans l'atmosphère. Il est alors raisonnable de penser que ces changements d'activité impactent les jets et génèrent la super-rotation. Cela sera étudié dans la section 5.3 après que nous ayons mis en relation l'activité convective et la structure des vents dans les simulations.

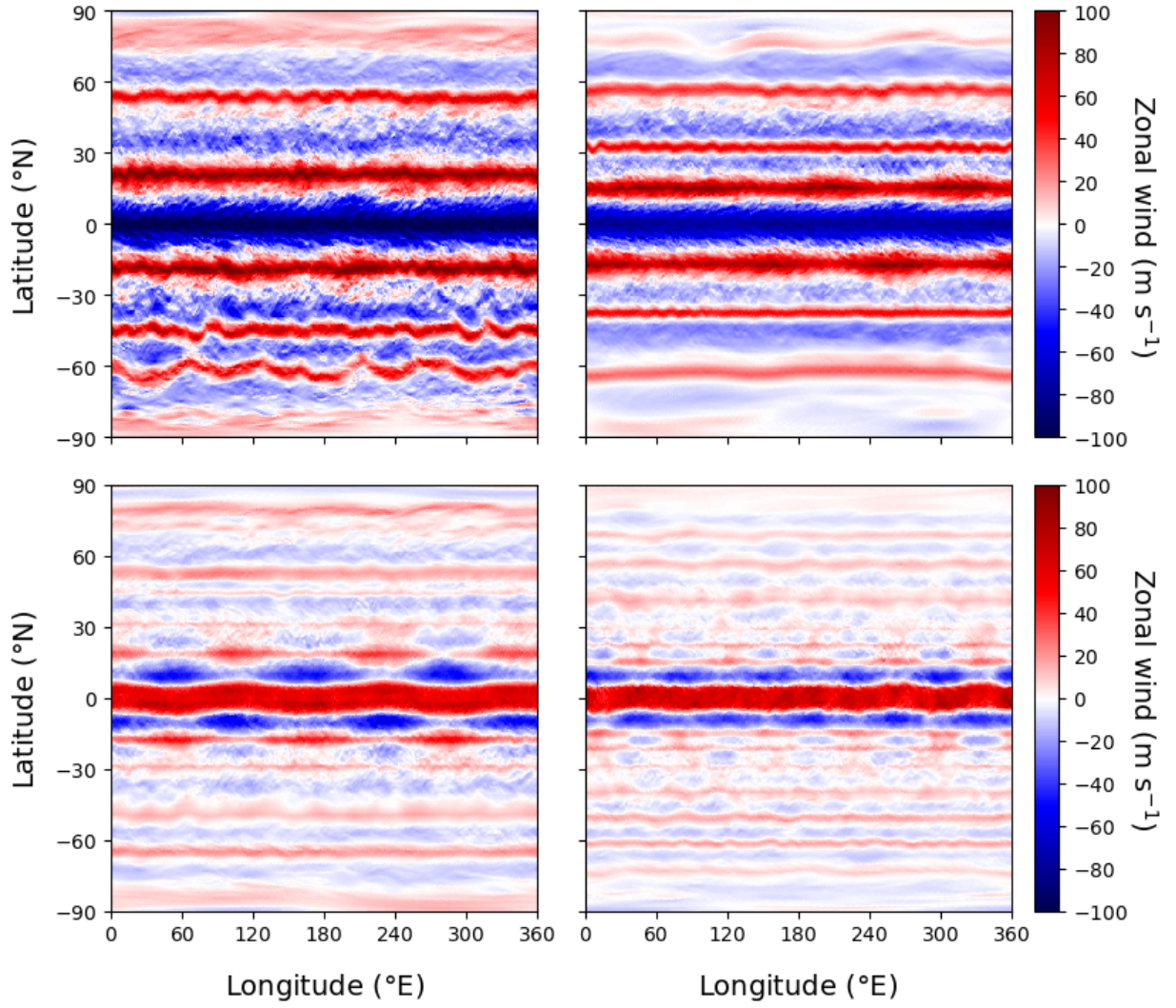


FIGURE 5.6 – Vent zonal en fonction de la latitude et de la longitude à $p = 1$ bar et $t = 60\,000$ jours joviens (sauf pour la simulation à 0 SA où $t = 40\,000$ jours joviens) pour 0 SA (en haut à gauche), 1 SA (en haut à droite), 3 SA (en bas à gauche) et 5 SA (en bas à droite).

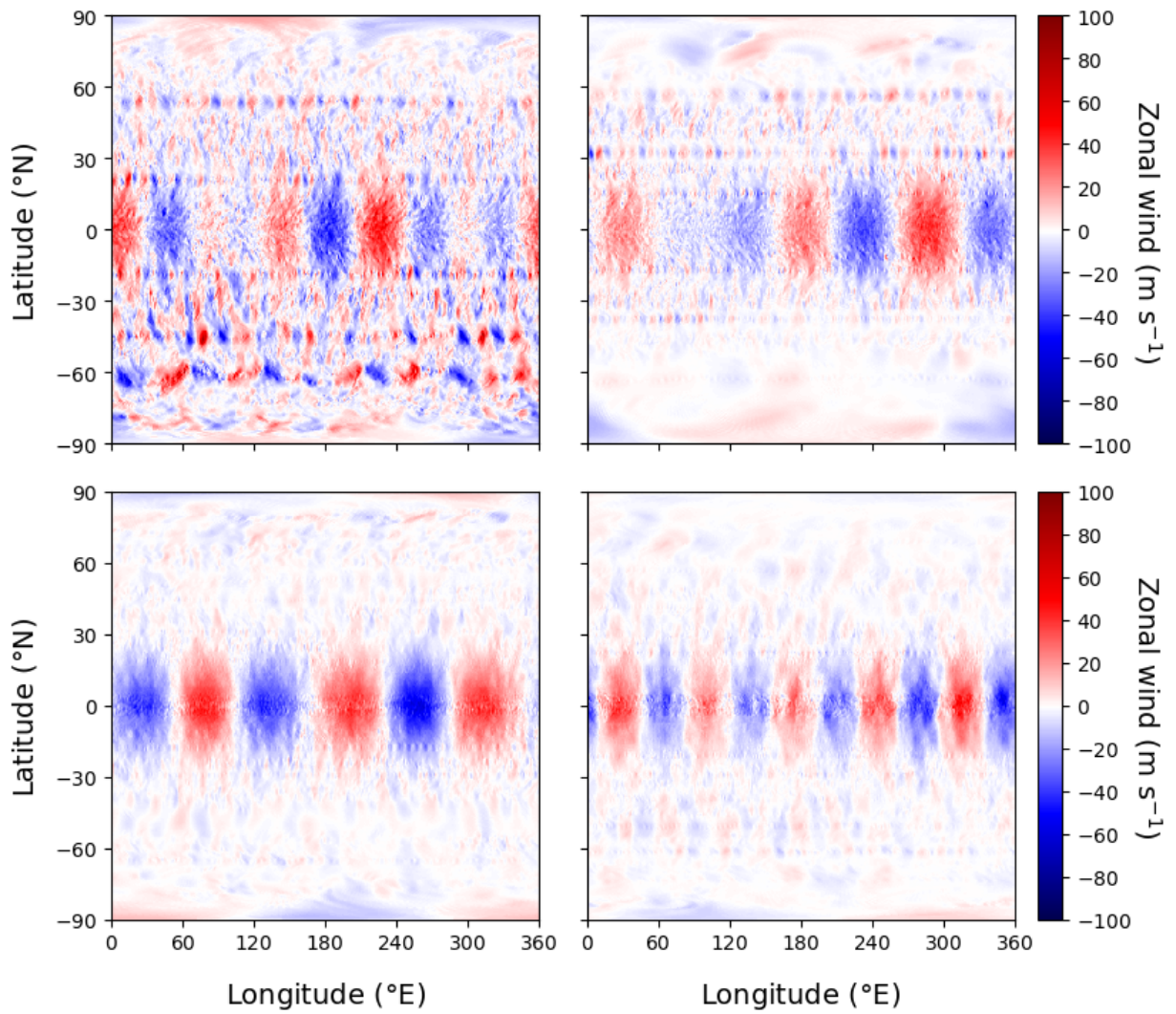


FIGURE 5.7 – Vent méridien en fonction de la latitude et de la longitude à $p = 1$ bar et $t = 60\,000$ jours joviens (sauf pour la simulation à 0 SA où $t = 40\,000$ jours joviens) pour 0 SA (en haut à gauche), 1 SA (en haut à droite), 3 SA (en bas à gauche) et 5 SA (en bas à droite).

5.3 Analyse dynamique

5.3.1 Lien entre convection et circulation générale

Quand nous regardons les figures 5.4 et 5.2, nous pouvons nous demander s'il existe un lien entre la structure des jets et les variations méridiennes de l'activité convective moyenne. De fait, il existe une corrélation entre les extrema de la moyenne zonale du vent zonal et les extrema de la moyenne zonale de la vitesse verticale des panaches comme nous pouvons le voir sur la figure 5.8. Aux moyennes latitudes, l'activité convective humide est généralement plus faible dans les jets progrades et plus forte dans les jets rétrogrades pour des pressions de l'ordre de 3 bar. Dans la région équatoriale ($|\varphi| < 15^\circ\text{N}$), l'activité est plus forte entre $\pm 7^\circ\text{N}$ et quasiment nulle entre 7° et 15° de latitude nord et sud dans toutes les simulations sauf celle à 3 SA. C'est ce que nous voyons très bien dans les coupes pression-latitude des simulations à 1 SA et 5 SA de la figure 5.1. Une cause possible pourrait être la présence de petites cellules autour des jets qui pourrait renforcer l'instabilité convective dans les jets rétrogrades et l'affaiblir dans les jets progrades. Avant d'aller chercher plus loin, notons la corrélation encore plus forte qui existe entre vent zonal et densité de colonne de la glace d'eau (*cf.* figure 5.9). Cette fois-ci, ce sont tous les extrema du vent zonal moyen qui coïncident avec les maxima du rapport de mélange de la glace d'eau. Les minima de la densité de colonne de glace d'eau sont alors situés aux latitudes correspondant aux zéros du vent zonal.

Si nous transposons cette comparaison entre jets progrades et jets rétrogrades en une comparaison entre zones et ceintures, cela signifie que les bords des bandes seraient plus nuageux que les centres, indépendamment du fait qu'il s'agisse d'une zone ou d'une ceinture mais avec tout de même plus de nuages aux moyennes qu'aux hautes et basses latitudes. Le premier constat n'est pas en accord avec ce qui est couramment admis tandis que le second est compatible avec la présence plus importante d'éclairs et d'orages – supposé liés à l'eau – aux moyennes latitudes (*cf.* chapitre 1, section 1.2.6). Bien sûr, le GCM actuel n'inclut ni microphysique ni rétroaction des nuages sur le transfert radiatif ce qui limite sans doute l'intensité des contrastes qui peuvent être observés entre régions plus et moins nuageuses ou plus ou moins instables convectivement.

En ce qui concerne la super-rotation équatoriale et en dépit sa présence dans une simulation où l'activité convective est forte à l'équateur (cas à 5 SA), cette forte activité convective à l'équateur n'est ni une condition nécessaire – comme le montre la présence d'une super-rotation équatoriale de même intensité dans la simulation à 3 SA où l'activité convective à l'équateur est beaucoup plus faible – ni une condition suffisante – comme le montre la simulation à 1 SA où l'activité convective est notable à l'équateur sans pour autant qu'il y ait une super-rotation équatoriale. La connaissance du mélange convectif en tant que transferts verticaux de quantité de mouvement n'est pas suffisante pour comprendre l'origine de la super-rotation ou encore l'interaction entre les jets et l'activité convective moyenne. Il faut considérer les transferts de quantité de mouvement au niveau global et c'est ce qui sera en partie fait dans la section suivante.

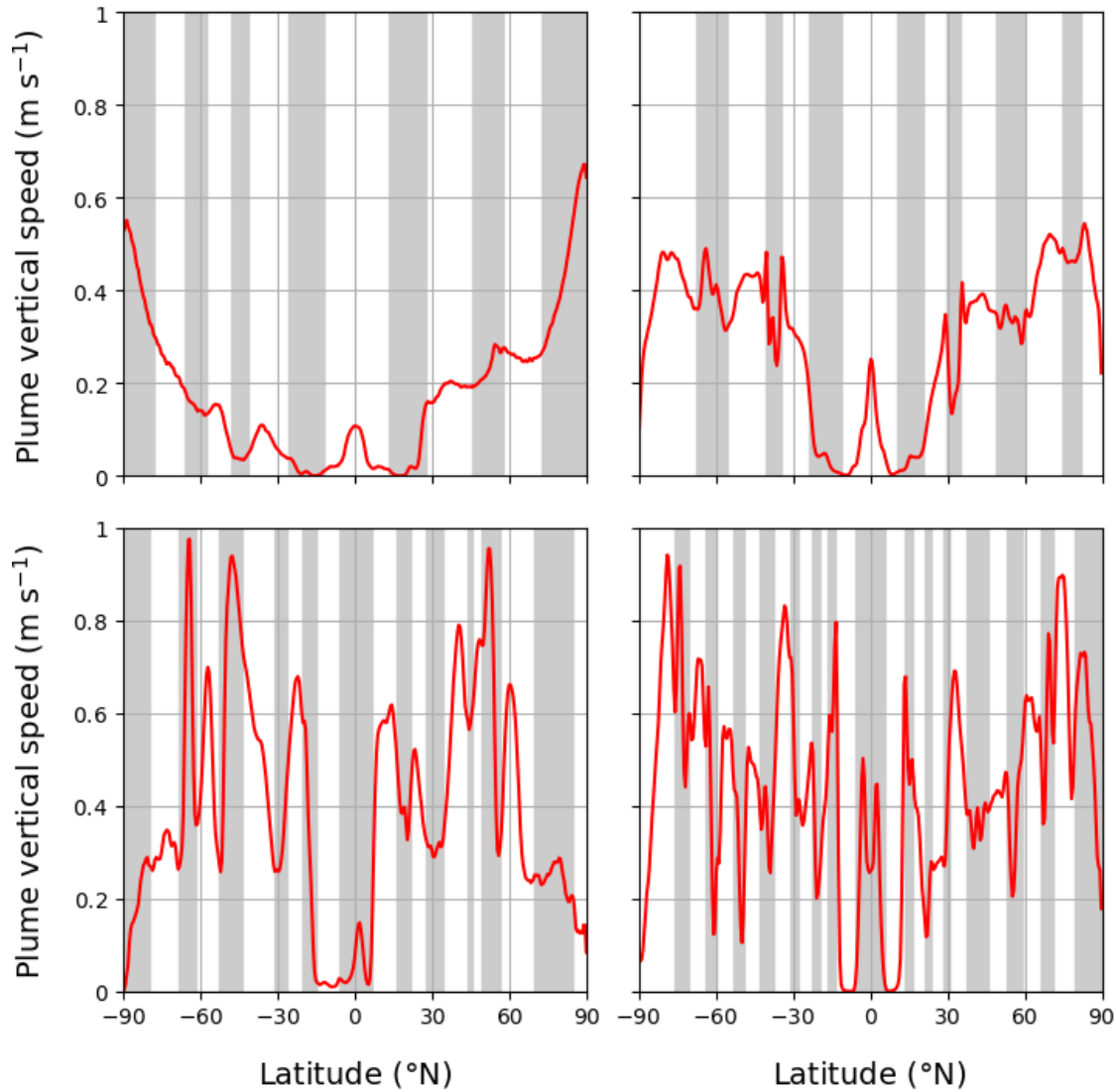


FIGURE 5.8 – Moyenne zonale de la vitesse verticale des panaches à $p = 3.8$ bar et $t = 60\,000$ jours joviens (sauf pour la simulation à 0 SA où $t = 40\,000$ jours joviens) pour 0 SA (en haut à gauche), 1 SA (en haut à droite), 3 SA (en bas à gauche) et 5 SA (en bas à droite). Les bandes grisées correspondent aux intervalles de latitude où la moyenne zonale du vent zonal est positive. Étant donné la grande variabilité temporelle de l'activité convective (supérieure à celles du vent et de la température), une moyenne temporelle supplémentaire sur 25 sorties consécutives du GCM – espacées de 20 jours joviens – est réalisée.

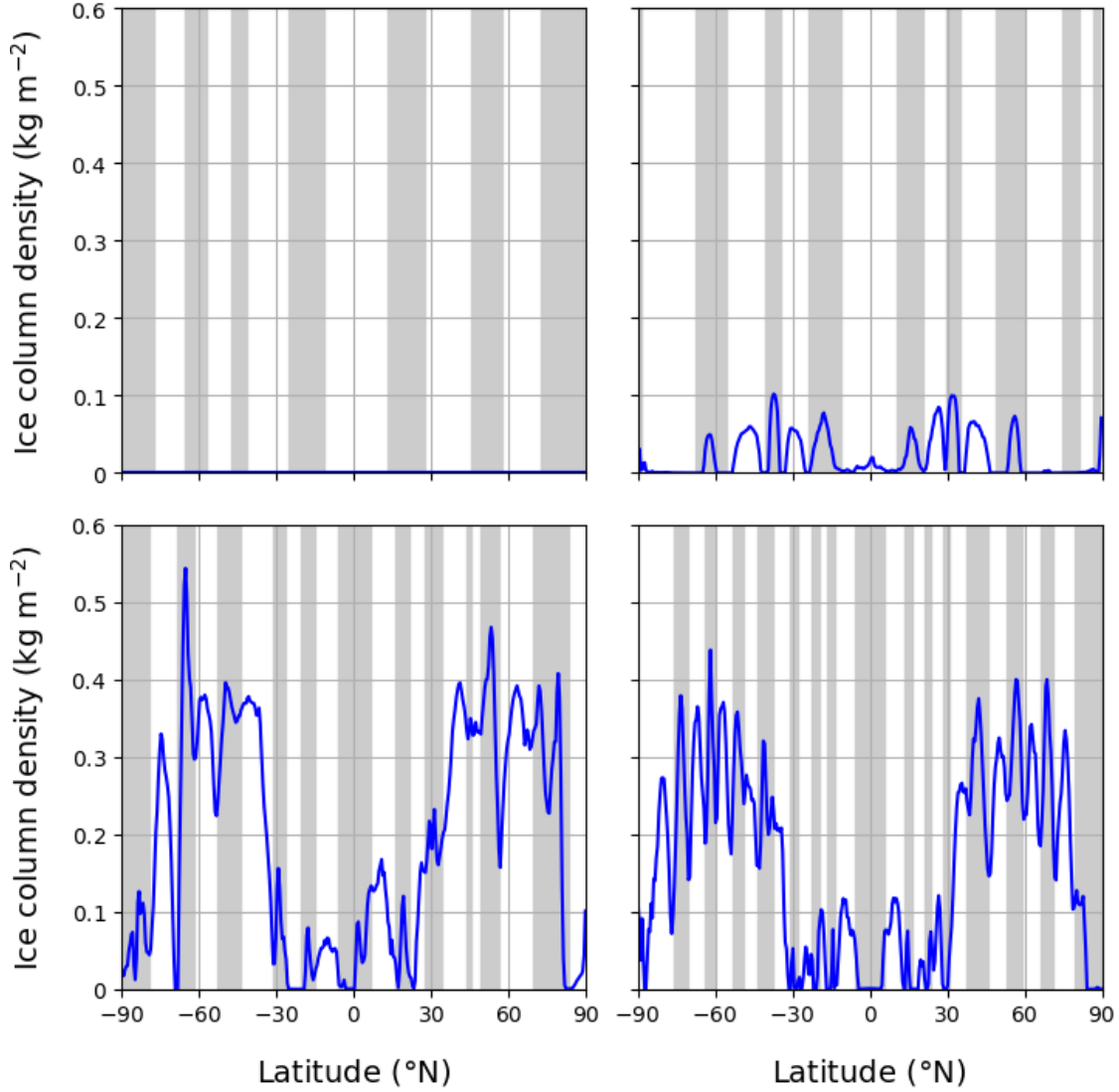


FIGURE 5.9 – Moyenne zonale de la densité de colonne de la glace d’eau à $t = 60\,000$ jours joviens (sauf pour la simulation à 0 SA où $t = 40\,000$ jours joviens) pour 0 SA (en haut à gauche), 1 SA (en haut à droite), 3 SA (en bas à gauche) et 5 SA (en bas à droite). Les bandes grisées correspondent aux intervalles de latitude où la moyenne zonale du vent zonal est positive. Étant donné la grande variabilité temporelle de l’activité convective (supérieure à celles du vent et de la température), une moyenne temporelle supplémentaire sur 25 sorties consécutives du GCM – espacées de 20 jours joviens – est réalisée.

5.3.2 Diagnostics d'activité des *eddies* et d'instabilité

Dans cette analyse nous transposons le cadre défini dans la sous-section 3.2.1 du chapitre 3 aux quatre simulations utilisant le modèle du thermique. Nous nous intéressons donc aux diagnostics suivants : les moyennes zonales des gradients méridiens de vorticité potentielle barotropes et baroclines et du cisaillement vertical du vent zonal à $p = 0,1$ bar et les moyennes zonales du vent zonal et de l'énergie cinétique des *eddies* à $p = 1$ bar auxquelles nous ajoutons le flux de quantité de mouvement dû aux *eddies* à $p = 1$ bar. L'ensemble des six variables, tracées en fonction du temps et de la latitude, constitue un atlas dynamique que nous reproduisons pour chacune des quatre nouvelles simulations (*cf.* figures 5.10, 5.11, 5.12 et 5.13). Nous étudions ci-après le cas à 0 SA en détail puis nous discutons plus succinctement du cas à 1 SA qui en est très proche. Nous procédons ensuite de même avec les cas à 3 SA (notre nouveau cas de référence) et 5 SA.

Dans la simulation à 0 SA, les jets des moyennes latitudes migrent vers les pôles sous l'effet de l'instabilité barocline (*cf.* chapitre 3, sous-section 3.2.1) puis semblent se stabiliser à une latitude donnée, peut-être parce que les *eddies* décélèrent autant qu'ils accélèrent l'écoulement moyen. En effet, si la haute troposphère et la stratosphère sont barocliniquement instables du pôle nord au pôle sud, les jets progrades sont également instables barotropiquement sur leur flanc polaire. L'atmosphère vérifie les conditions du critère de Charney-Stern-Pedlosky n° 3 dans les jets progrades, n° 2 dans les jets rétrogrades et n° 2 ou n° 3 à l'équateur (*cf.* chapitre 3, sous-section 3.2.1). Aux basses latitudes, les deux jets progrades deviennent barotropiquement instables sur leur flanc polaire à partir de 25 000 jours joviens environ comme le montre le changement de signe de $[\partial q / \partial y]_{bt}$ visible dans la figure 5.10, date qui correspond également à une augmentation de l'intensité des *eddies* à l'équateur qui est visible dans leur énergie. Le flux de quantité de mouvement dû aux *eddies* nous informe sur la manière dont ils redistribuent la quantité de mouvement entre les différentes latitudes, chose qu'ils sont par définition les seuls à pouvoir faire. Si nous interprétons ce flux en terme de transfert de quantité de mouvement vers l'est alors un flux positif indique un transfert vers le nord et un flux négatif indique un transfert vers le sud. La sub-rotation équatoriale peut alors s'interpréter comme la présence d'une divergence de quantité de mouvement vers l'est. Nous pouvons également remarquer que les *eddies* induits par l'instabilité barotrope survenant à l'équateur à $t = 25\,000$ jours joviens rendent les transferts de quantité de mouvement beaucoup plus anarchiques – parfois dans un sens et parfois dans l'autre – et donc moins efficaces pour accélérer le jet. L'analyse de la simulation à 1 SA mène à des conclusions identiques sur les causes de la migration et le sens des flux de quantité de mouvement dus aux *eddies*. Notons tout de même que les *eddies* sont moins énergétiques et que la migration des deux jets progrades situés à $\pm 15^\circ\text{N}$ s'est faite dans le sens contraire (*i.e.* vers l'équateur) entre $t = 40\,000$ et $t = 45\,000$ jours joviens.

Dans la simulation à 3 SA, l'activité des *eddies* diminue significativement aux moyennes et hautes latitudes alors qu'elle reste importante à l'équateur. Ce contraste est encore plus marqué dans la simulation à 5 SA. Ce résultat est plutôt surprenant puisque nous aurions pu penser que l'augmentation de l'abondance en eau allait se traduire par une augmentation concomitante de l'intensité des *eddies*, au moins tant que l'effet inhibiteur du poids moléculaire ne prend pas l'ascendant sur celui du relâchement de chaleur latente comme cela doit se produire à 10 SA environ (Leconte *et al.*, 2017). Cette baisse d'activité des *eddies* pourrait être liée à la diminution ou la disparition de certaines instabilités. C'est ce qui se passe pour l'instabilité barotrope qui disparaît des moyennes latitudes et n'est désormais présente plus que sur le flanc polaire des jets situés à des latitudes supérieures à $\pm 60^\circ\text{N}$. L'instabilité barocline peut également être en cause bien que le gradient méridien de température soit identique dans toutes les simulations (*cf.* sous-section 5.2.1) et que la haute troposphère et la stratosphère soient toujours barocliniquement instables. Les conditions n° 3 et n° 2 du critère de Charney-Stern-Pedlosky sont satisfaites

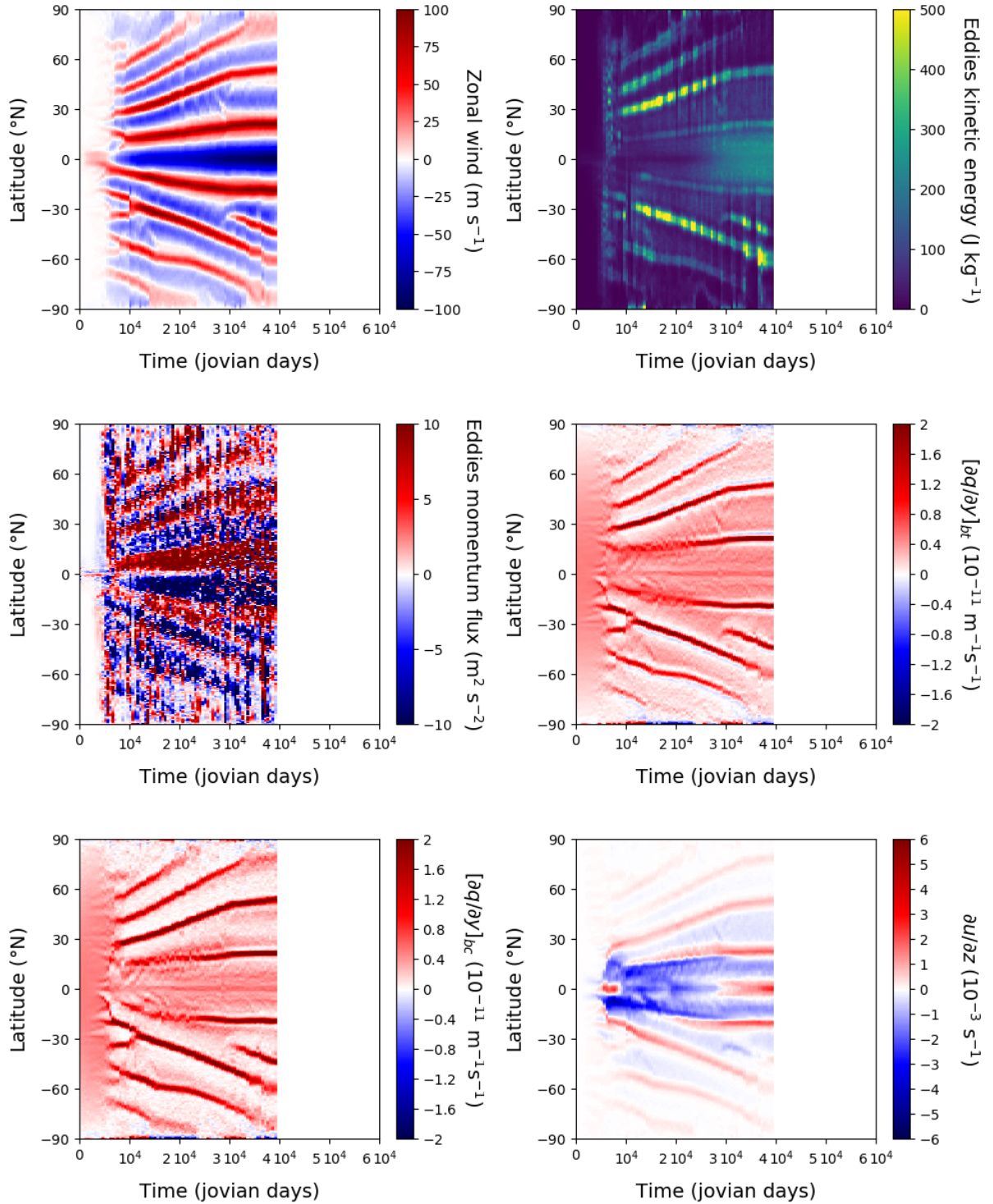


FIGURE 5.10 – *Atlas dynamique pour la simulation à 0 SA. En haut : moyenne zonale du vent zonal à gauche et énergie cinétique des eddies à droite. Au milieu : moyenne zonale du transport de quantité de mouvement par les eddies à gauche et gradient méridien de vorticité potentielle à droite. En bas : gradient barocline de vorticité potentielle à gauche et cisaillement vertical de la moyenne zonale du vent zonal à droite. Toutes les variables sont représentées en fonction du temps et de la latitude pour la simulation à 0 SA, pour une pression de 0,1 bar ($[\partial q/\partial y]_{bt}$, $[\partial q/\partial y]_{bc}$ et $\partial u/\partial z$) ou de 1 bar (les autres variables) et pour $t = 40\,000$ jours joviens.*

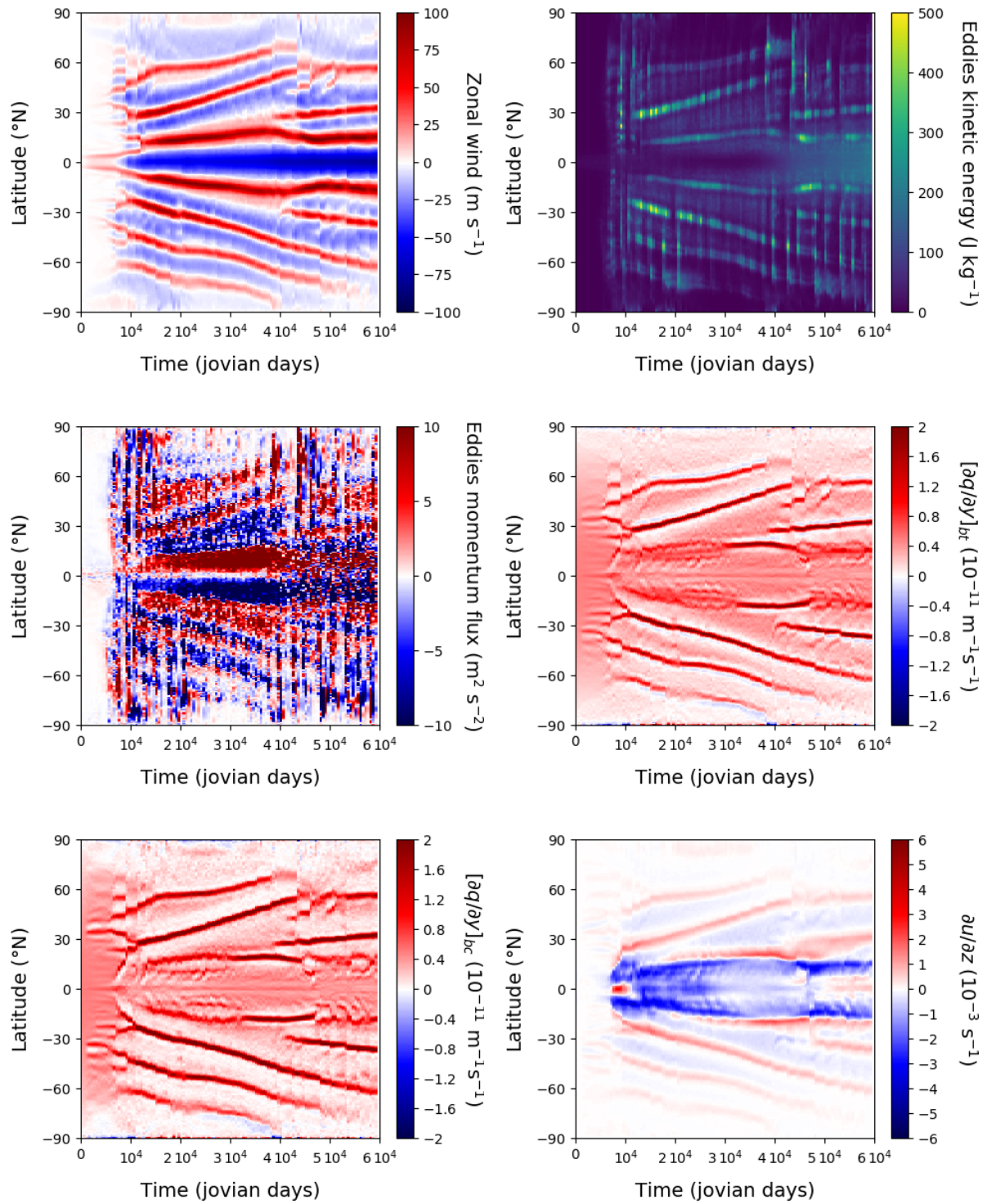


FIGURE 5.11 – *Atlas dynamique pour la simulation à 1 SA. Même chose que dans la figure 5.10 pour la simulation à 1 abondance solaire et pour $t = 60\,000$ jours joviens.*

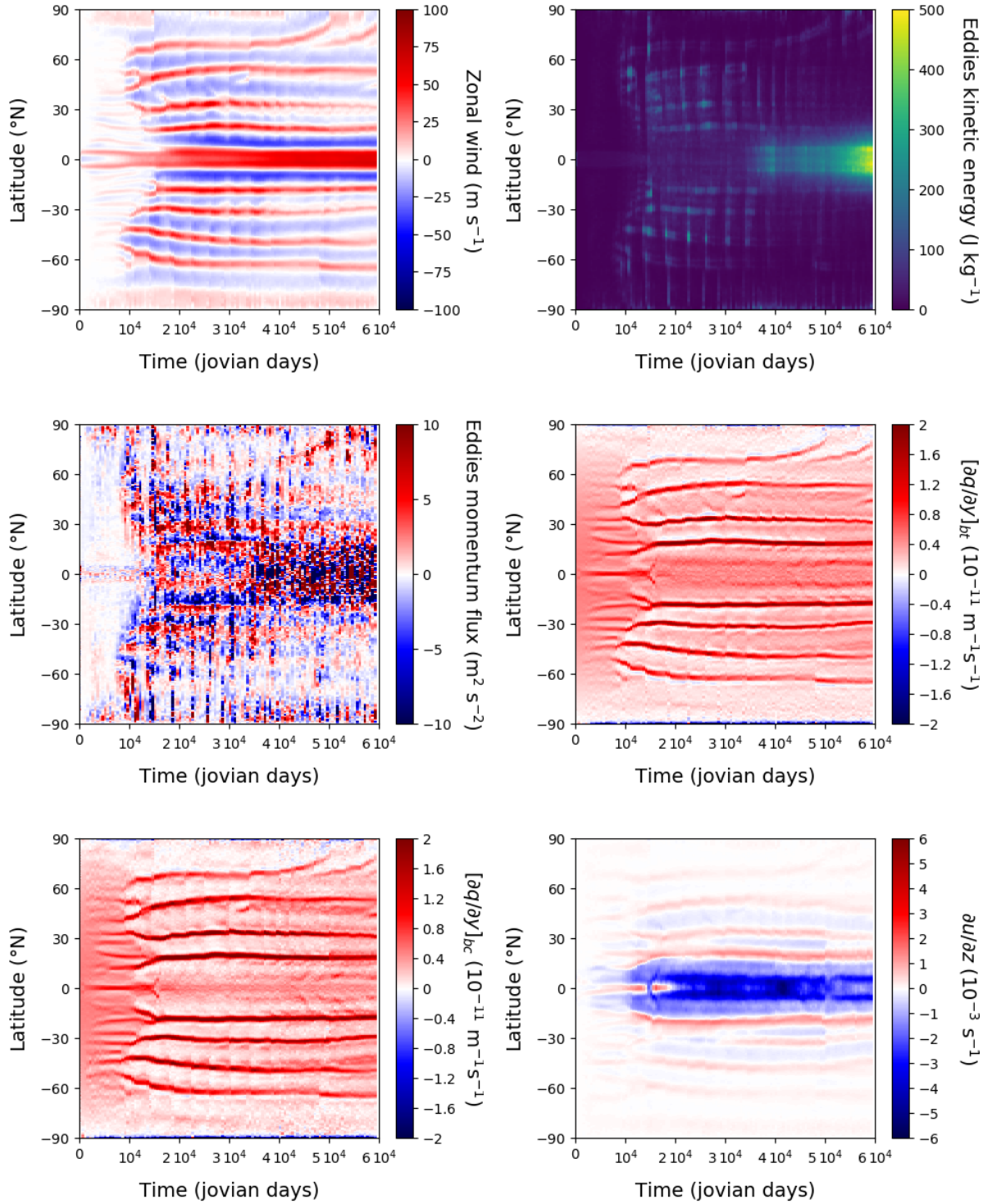


FIGURE 5.12 – *Atlas dynamique pour la simulation à 3 SA. Même chose que dans la figure 5.10 pour la simulation à 3 abondance solaire et pour $t = 60\,000$ jours joviens.*

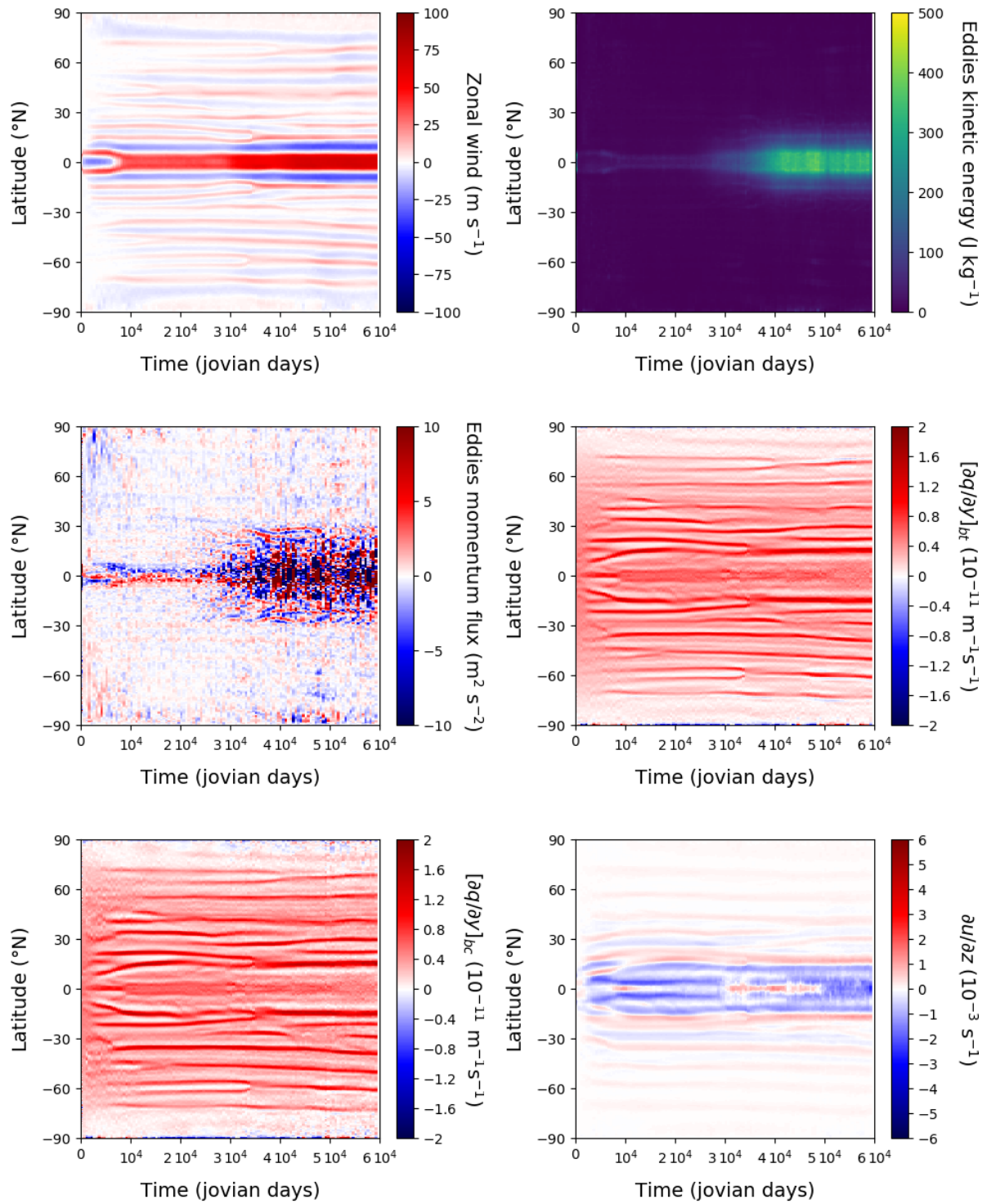


FIGURE 5.13 – *Atlas dynamique pour la simulation à 5 SA. Même chose que dans la figure 5.10 pour la simulation à 5 abondance solaire et pour $t = 60\,000$ jours joviens.*

respectivement dans les jets progrades des moyennes latitudes et dans les jets rétrogrades. Le jet équatorial satisfait l'une ou l'autre selon le signe du cisaillement vertical du vent zonal. De plus, la migration des jets est beaucoup moins marquée dans la simulation à 3 SA et quasiment absente dans la simulation à 5 SA ce qui fait que les deux simulations les plus humides sont bien plus conformes aux observations que les deux simulations les moins humides. Cela fait que les simulations où il n'y a pas de migration sont aussi les simulations où les jets sont le moins freinés par l'instabilité barotrope. Ainsi, il semblerait que ce soient par l'instabilité barocline seule qu'est pilotée ladite migration des jets.

Il apparaît finalement que la convection humide, et plus précisément la convection “suffisamment humide”, modifie significativement l'activité des *eddies* et par conséquent les flux de quantité de mouvement qui y sont associés. Nous pouvons constater que les flux de quantité de mouvement dus au *eddies* changent de signe à l'équateur et qu'il y a désormais une convergence de quantité de mouvement vers l'est à l'équateur. Cette convergence crée le jet équatorial en super-rotation. Les ondes à l'origine de ce transfert de quantité de mouvement pourrait être identifiées en prolongeant de quelques milliers de jours joviens les simulations de référence tout en augmentant la fréquence des sorties comme précédemment évoqué dans la section 3.2.1 du chapitre 3.

5.3.3 Énergie et spectres

L'activation du modèle du thermique va ajouter une nouvelle source de *eddies* dont la nature est significativement différente de celle des instabilités baroclines. Ces perturbation des champs de vents peuvent être soit directement dues au transport de quantité de mouvement par les panaches soit par les perturbation du champ de température qu'ils induisent. Cela pourrait modifier significativement la distribution d'énergie cinétique entre les différentes échelles mais aussi sa répartition entre les jets et les *eddies*. Dans cette section nous procédons à la même analyse spectrale que celle décrite dans le chapitre 3 (*cf.* sous-section 3.2.2) afin de savoir si le régime dynamique simulé est impacté – et à quel point – par la convection humide et s'il demeure compatible avec les observations.

Énergie de l'écoulement

Le premier diagnostic est celui de l'évolution temporelle de la répartition de l'énergie cinétique entre la partie axisymétrique de l'écoulement (les jets) et la partie non axisymétrique de l'écoulement (les *eddies*). Comme nous pouvons le voir en figure 5.14, les quatre simulations simulations peuvent être réparties en deux groupes au comportement similaire : les deux cas les moins humides (0 SA et 1 SA) formant le premier et les deux cas les plus humides (3 SA et 5 SA) formant le second.

Les simulations les moins humides voient l'énergie cinétique totale de l'écoulement se stabiliser entre 3000 et 4000 J kg⁻¹ en à peu près 1 année jovienne. Les jets dominent largement l'écoulement en concentrant 90% de son énergie. L'évolution, la quantité et la répartition de l'énergie sont très semblables à ce qui a été obtenu dans la simulation modérément dissipée du chapitre 3 à ceci près qu'ici la convergence est environ deux fois plus lente, l'énergie totale un peu plus faible et l'énergie relative des jets plus importante.

Les simulations les plus humides ont quant à elles une convergence plus lente – de 2 années joviennes dans le cas à 3 SA à 4 années joviennes dans le cas à 5 SA – jusqu'à un état d'équilibre deux à trois fois moins énergétique – entre 1000 et 1500 J kg⁻¹ – où les jets contiennent “seulement” 60 À 70% de l'énergie cinétique totale de l'écoulement. Nous pouvons noter que la convergence de la simulation à 5 SA s'est faite en trois temps : deux périodes d'accroissement de la quantité d'énergie cinétique contenue dans l'écoulement entre 0 et 8000 jours joviens puis

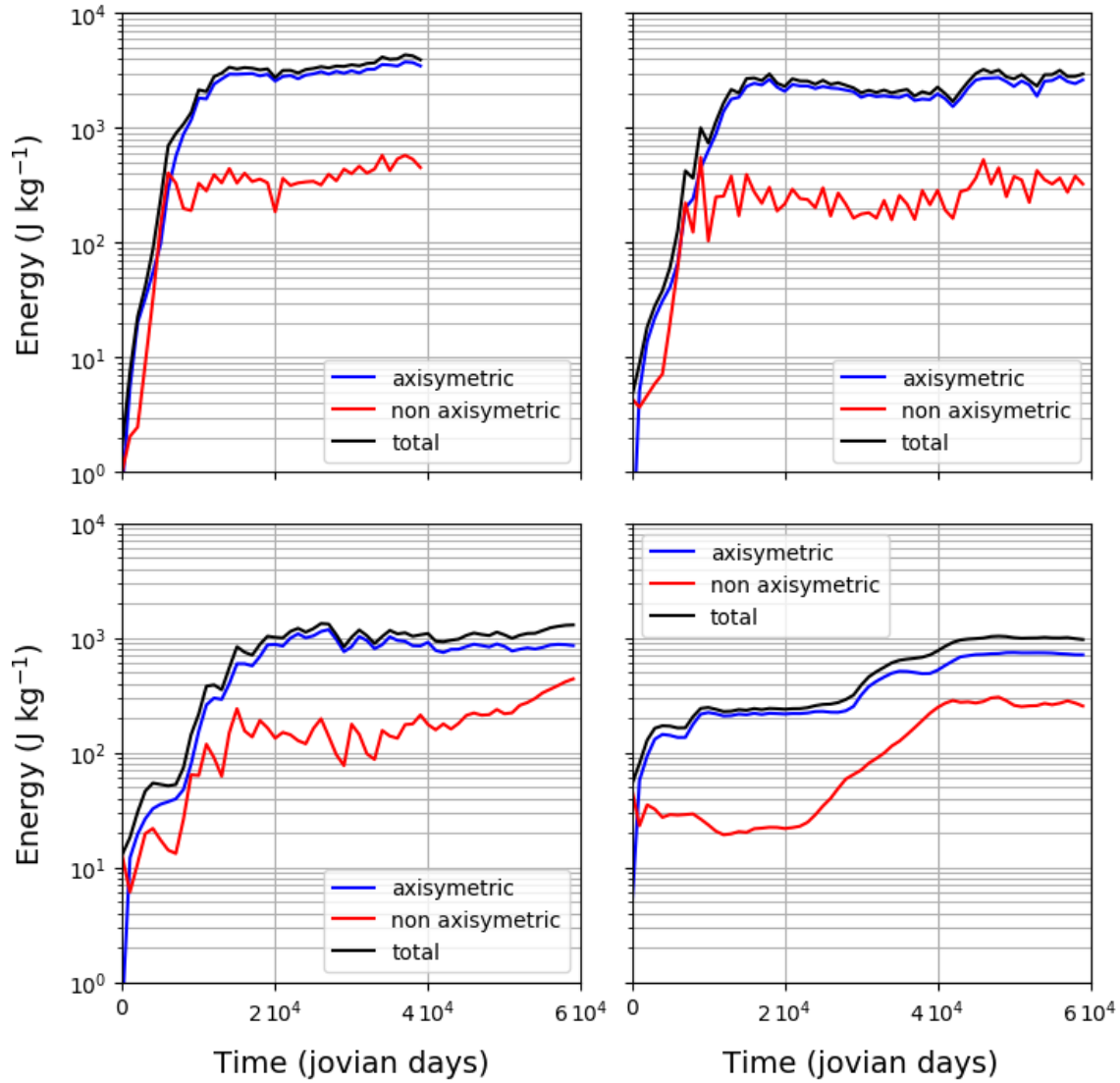


FIGURE 5.14 – Évolution en fonction du temps de la quantité d'énergie contenue dans l'écoulement pour 0 SA (en haut à gauche), 1 SA (en haut à droite), 3 SA (en bas à gauche) et 5 SA (en bas à droite). L'écoulement axisymétrique (i.e. les jets) est en bleu, l'écoulement non-axisymétrique (i.e. les eddies) est en rouge et l'écoulement total (i.e. jets plus eddies) est en noir.

entre 22 000 et 40 000 jours joviens, séparée par une phase à énergie constante. Dans la simulation à 3 SA, on ne voit qu’une seule phase d’accroissement de l’énergie cinétique située entre 0 et 15 000 jours joviens mais l’augmentation de l’énergie cinétique des *eddies* visible à partir du début de la sixième année jovienne simulée ressemble beaucoup au début de la deuxième phase d’accroissement de l’énergie cinétique du cas à 5 SA, indiquant que la simulation n’est peut-être pas encore bien stabilisée malgré le fait que la structure des jets apparaisse comme très stable dans les champs de vitesse.

Spectres d’énergie

Les spectres d’énergie sont représentés en figure 5.15 et se révèlent dans l’ensemble conformes aussi bien à la théorie qu’aux observations. C’est-à-dire que les jets contiennent plus d’énergie que les *eddies* aux grandes échelles (n petit) et que c’est l’inverse aux petites échelles (n grand). Cependant, l’énergie des *eddies* peut parfois devenir supérieure à celle des jets à des échelles $n < 10$ ce qui est particulièrement le cas dans les simulations à 3 et 5 SA. Cela est, tout comme dans le chapitre 3, probablement dû aux ondes planétaires très marquées que nous pouvons voir dans les figures 5.2.2 et 5.2.2. De même, l’énergie cinétique de l’écoulement décroît rapidement quand n augmente avec des pentes compatibles avec la théorie et les observations – à savoir -5 et $-5/3$ pour la partie axisymétrique et la partie non-axisymétrique de l’écoulement respectivement – jusqu’à ce que l’effet de la dissipation numérique du modèle se fasse sentir pour des échelles telles que $n > 200$. Dans les simulations à 3 et 5 SA, l’énergie cinétique des *eddies* est plus faible aux petites échelles que dans les simulations à 0 et 1 SA de l’ordre d’un facteur 10. Trois “pics” modulés par des “ondes” sont visibles à la fois dans le spectre des *eddies* et dans le spectre des jets du cas à 5 SA, peut-être parce que les simulations ne sont pas encore assez bien équilibrées. Nous en devinons également dans les spectres du cas à 3 SA mais leur amplitude est beaucoup plus faible.

La similarité de la simulation à 0 SA avec la simulation modérément dissipée du chapitre 3 se vérifie encore dans les échelles caractéristiques de l’écoulement. En effet, les échelles de friction n_{fr} et de transition n_β sont respectivement égales à 10 et 30. Ces valeurs sont identiques dans la simulation à 1 SA. En revanche, dans les simulations à 3 et 5 SA, ces échelles sont plus petites avec $n_{fr} = 20$ et $n_\beta = 60$ ce qui coïncide avec la présence de jets simulés deux fois plus nombreux (*cf.* sous-section 5.2.2) mais également avec la valeur mesurée par Galperin *et al.* (2014).

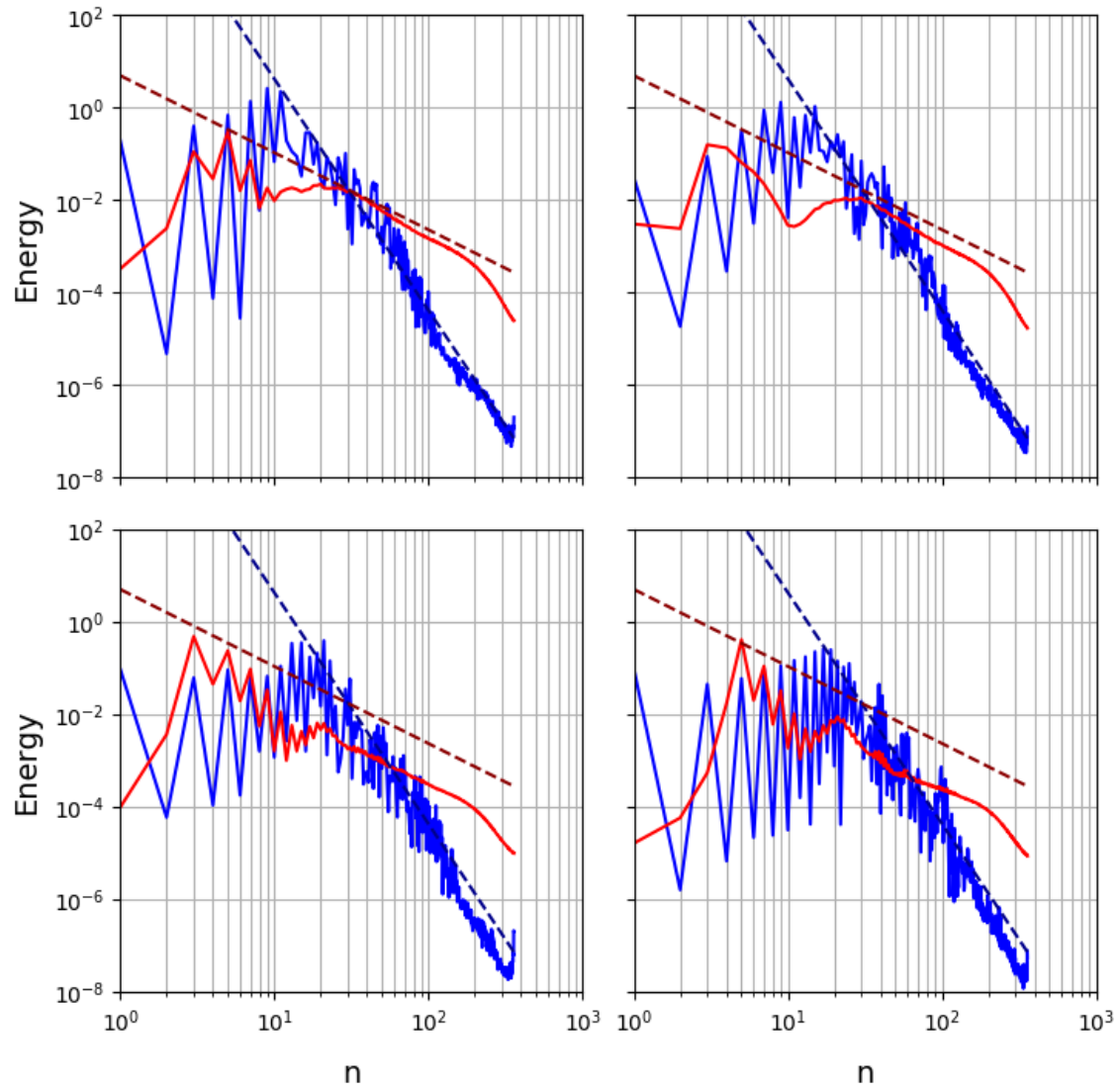


FIGURE 5.15 – Spectres d'énergie en $J\ kg^{-1}$ de l'écoulement dans la troposphère pour 0 SA (en haut à gauche), 1 SA (en haut à droite), 3 SA (en bas à gauche) et 5 SA (en bas à droite). La partie axisymétrique de l'écoulement est en bleu et la partie non-axisymétrique est en rouge. Les droites tiretées bleu sombre et rouge sombre indiquent des pentes de -5 et $-5/3$ respectivement. Elles sont identiques aux droites décrites dans la section 3.2.2 du chapitre 3.

Cascades d'énergie et d'entrophie

Intéressons nous maintenant au dernier diagnostic spectral portant sur l'énergie dont nous disposant, c'est-à-dire aux flux spectraux visibles en figure 5.16. Nous constatons que le modèle du thermique n'altère pas la cascade inverse puisque celle ci est toujours bien présente dans le cas à 0 SA. Elle y est plus intense que dans les simulations du chapitre 3. Elle s'étend de $n \sim 200$ à $n \sim 10$. Il y a toujours une cascade directe aux plus petites échelles ($n > 200$). Considérons maintenant les cas humides. Plus l'eau est abondante, plus l'échelle à laquelle se termine la cascade est petite : $10 < n < 20$ dans le cas à 1 SA, $n \sim 20$ dans le cas à 3 SA et $20 < n < 30$ dans le cas à 5 SA. Ces constats sur les échelles auxquelles est transféré l'énergie des petites échelles sont cohérents avec les jets observés dans les champs de vent simulés. Dans le même temps, les amplitudes de la cascade inverse et celle de la cascade directe décroissent – au moins jusqu'à une valeur minimum comme cela semble être le cas des simulations à 3 SA et 5 SA.

Les cascades inverses simulées sont toujours accompagnées d'une cascade directe d'entrophie (cf. figure 5.17). La distribution d'entrophie a toujours le même aspect : nulle aux plus grandes échelles puis légèrement négative et enfin très fortement positive pour retomber presque à zéro à la plus petite échelle modélisée. L'amplitude du pic – *i.e.* la cascade directe d'entrophie – voit son amplitude décroître avec l'accroissement de l'abondance en eau. L'échelle à laquelle il se situe est néanmoins toujours la même : $n \sim 220$.

Le fait que les flux spectraux d'énergie et d'entrophie soient plus faibles en valeur absolue quand l'abondance en eau est plus grande a peut-être la même origine que le fait que les jets des moyennes latitudes soient plus lents – donc contiennent moins d'énergie – du fait que l'analyse spectrale soit fait sur l'entièreté de l'extension horizontale des niveaux situés au centre de la troposphère simulée. Cette baisse de la quantité d'énergie transférée aux jets semble être une conséquence de la convection humide.

5.4 Comparaison à d'autres modèles météorologiques de Jupiter

Maintenant que la présentation des simulations réalisées avec le GCM DYNAMICO-giant et de leurs analyses est terminée, intéressons nous à la comparaison entre nos conclusions et celles les autres modèles cités dans l'introduction : le "GCM de Showman" Lian et Showman (2010), le "GCM de Schneider" (Liu et Schneider, 2010, 2015 ; Schneider et Liu, 2009) et le GCM OPUS (Young *et al.*, 2019a, 2019b). Après avoir succinctement décrit les hypothèses et les méthodes utilisées dans ces différents modèles, nous comparerons les mécanismes de formations des jets puis le rôle et la forme que prend la convection humide dans les simulations qui l'incluent.

5.4.1 Hypothèses et méthodes des modèles comparés

Parmi les modèles cités tous ne représentant pas les mêmes processus physiques et pas de la même façon mais ils partagent certains grandes lignes. Ainsi, tous ces modèles disposent d'un cœur dynamique issu des modèles météorologiques (MITgcm or FMS) terrestres qui simule la dynamique tridimensionnelle d'une atmosphère planétaire avec une résolution élevée comprise entre $0,5^\circ$ et 1° . Ils disposent également tous d'un module gérant les flux d'énergie liés au rayonnement. Celui-ci peut prendre la forme d'un corps gris, avec (Liu et Schneider, 2010, 2015 ; Schneider et Liu, 2009) ou sans (Young *et al.*, 2019b) diffusion, ou bien d'une relaxation newtonienne vers un profil imposé de température (Lian et Showman, 2010). Dans tous les cas, ces modules ne prennent pas en compte la composition spécifique de l'atmosphère de Jupiter ni ses variations spatiales. Ceci est une différence notable avec notre modèle car, sans être irréprochable, son schéma de transfert radiatif prend en compte les différences de comportement des gaz atmosphériques joviens selon la gamme de longueur d'onde ainsi que des aérosols à la distribution

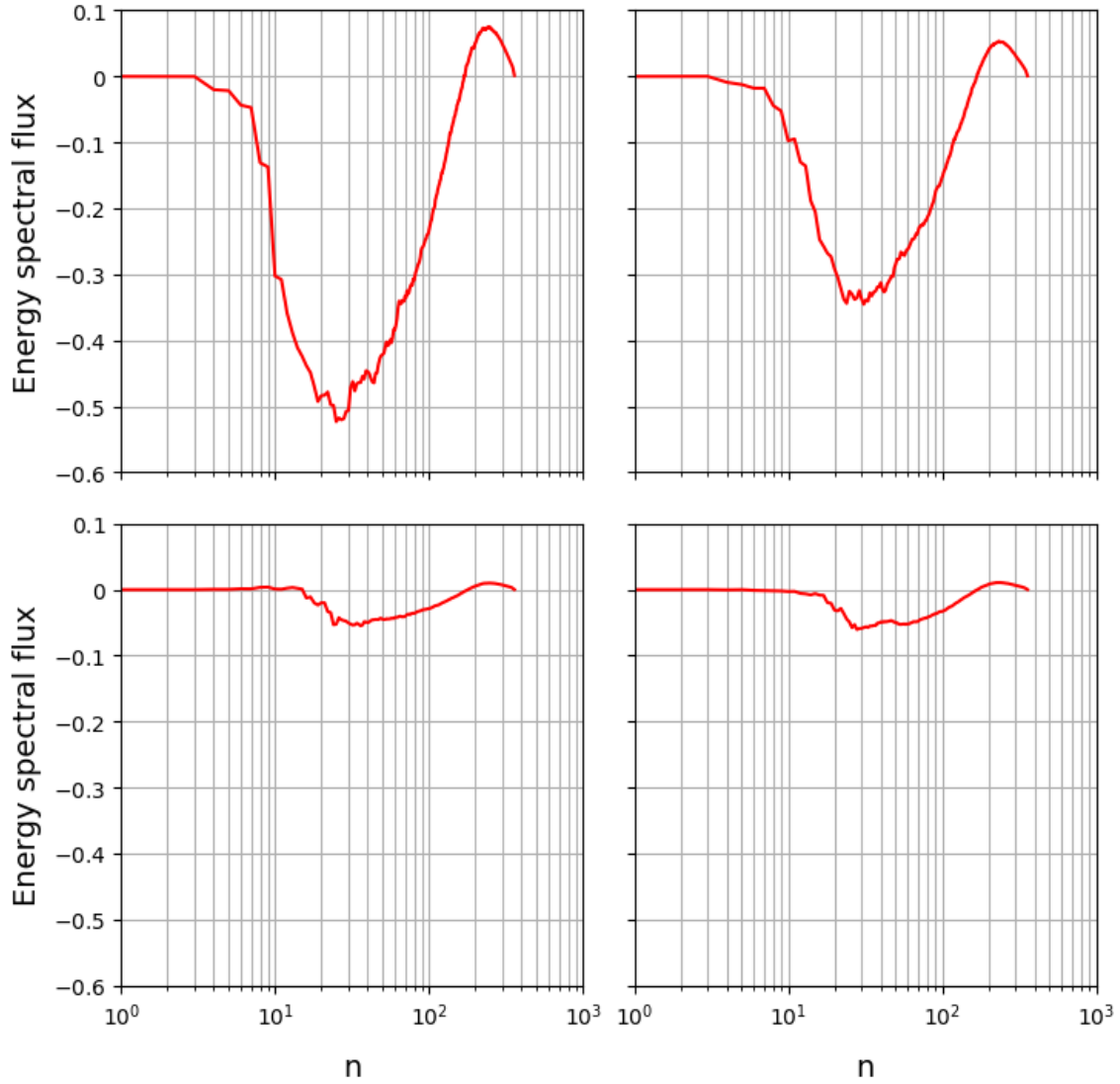


FIGURE 5.16 – Flux spectraux d'énergie en fonction de n pour 0 SA (en haut à gauche), 1 SA (en haut à droite), 3 SA (en bas à gauche) et 5 SA (en bas à droite). Par convention, le flux spectral est calculé de sorte qu'il soit positif quand l'énergie est transférée des grandes vers les petites échelles et négatif quand l'énergie est transférée des petites vers les grandes échelles.

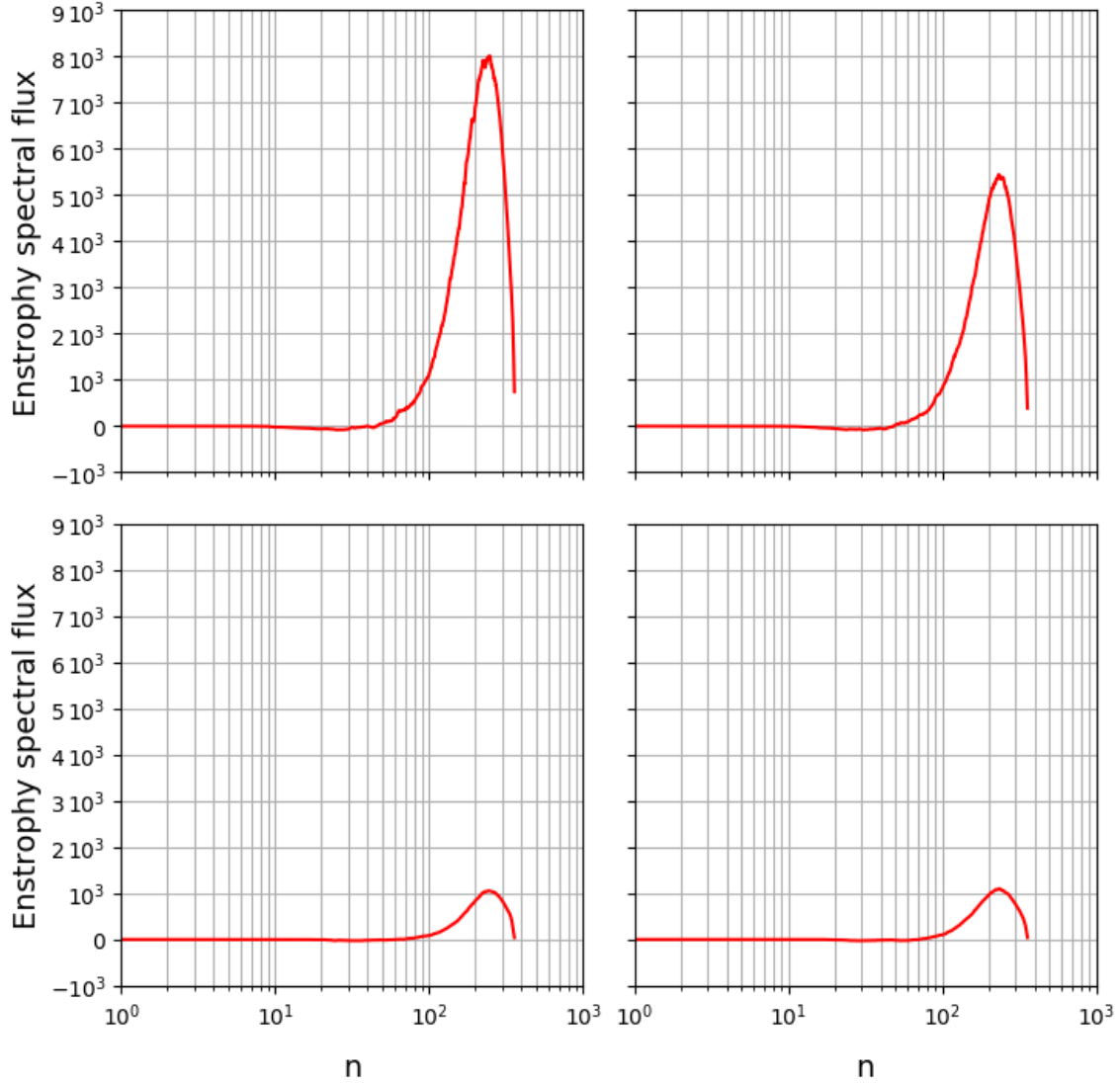


FIGURE 5.17 – Flux spectraux d'enstrophie en fonction de n pour 0 SA (en haut à gauche), 1 SA (en haut à droite), 3 SA (en bas à gauche) et 5 SA (en bas à droite). Par convention, le flux spectral est calculé de sorte qu'il soit positif quand l'enstrophie est transférée des grandes vers les petites échelles et négatif quand l'enstrophie est transférée des petites vers les grandes échelles.

verticale ou latitudinale variable. Le flux de chaleur interne – non négligeable sur Jupiter – est toujours pris en compte, d'une manière ou d'une autre, dans tous ces modèles. Quand il est explicitement pris en compte, sa valeur est égale à $5,7 \text{ W m}^{-2}$, la valeur de référence avant les travaux de L. Li *et al.* (2018). Elle est donc plus faible que la valeur de $7,48 \text{ W m}^{-2}$ adoptée dans nos simulations. Pour ce qui est des conditions aux limites, notons qu'une friction a été ajoutée à la base du modèle de (Schneider et Liu, 2009) pour représenter l'effet des forces de Laplace sur l'écoulement du fluide. C'est d'ailleurs cette même paramétrisation que nous reprenons dans DYNAMICO-giant (*cf.* chapitre 2, section 2.3.2). Young *et al.* (2019b) utilise eux aussi une friction à la base de leur modèle mais essentiellement pour des raisons de stabilité. Une autre possibilité pour fermer le bilan de moment cinétique est d'utiliser une couche éponge, ce qui est fait à la fois dans les modèles de Young *et al.* (2019b) et de Lian et Showman (2010).

Enfin, la représentation de la convection présente d'importantes variations dans son implémentation entre les différents modèles bien que ce soit, avec le transfert radiatif et le gradient méridien de température qu'il produit, la principale source de *eddies* pouvant alimenter les jets. Nous pouvons tout d'abord différencier les modèles dans lesquels l'atmosphère est sèche de ceux dans lesquels l'atmosphère est humide. Les simulations de Liu et Schneider (2010, 2015) ; Schneider et Liu (2009) et de Young *et al.* (2019b) sont dans le premier cas tandis que que les simulations de Lian et Showman (2010) et les nôtres sont dans le second. Dans les modèles d'atmosphère sec dans lesquels des instabilités convectives peuvent se développer, le mélange convectif est réalisé par un ajustement convectif doté d'un temps de relaxation. Dans les simulations de Lian et Showman (2010), la présence d'eau est prise en compte tant pour son effet sur le poids moléculaire moyen de l'air que pour ses changements de phase et les flux de chaleur latente associés. Comme dans nos simulations, il n'y a ni ammoniac ni hydrosulfure d'ammonium et l'eau condensée précipite instantanément. La différence principale entre ce qui est fait dans les travaux de Lian et Showman (2010) et les nôtres est que l'eau est transportée uniquement par la circulation générale, de grande échelle et principalement horizontale, et non pas par des mouvements de masse verticaux dont l'amplitude et l'intensité dépend de la déstabilisation de l'atmosphère par le transfert radiatif et le flux de chaleur interne.

Ainsi, un pas supplémentaire dans l'étude de l'interaction entre circulation générale et convection humide sur Jupiter a été franchi dans ce travail via l'intégration au sein de la physique du GCM d'une paramétrisation de la convection humide incluant les effets de poids moléculaire moyen variable et de relâchement de chaleur latente tout en réalisant un mélange non local plus proche de ce qui se passe réellement que le transport d'un traceur par la circulation générale, avec toutes les limites déjà évoquées dans le chapitre 4 (*cf.* sous-section 4.1.1).

5.4.2 Mécanismes de formation et d'entretien des jets

Comme dans cette thèse nous nous concentrons principalement sur les jets et la super-rotation, voyons comment ceux-ci sont formés et entretenus dans les modèles précédemment cités. Dans tous les modèles, l'instabilité barocline joue un rôle important dans l'établissement de jets alternés aux moyennes latitudes via la génération de *eddies*. Ces instabilités baroclines sont produites par le gradient méridien de température sauf dans Lian et Showman (2010) où celui-ci est nul (compte-tenu du profil vertical de température adopté) et remplacé par la convection humide comme source d'instabilités. De plus, à chaque fois les jets simulés s'étendent jusqu'à la base du modèle même si le forçage qui leur donne naissance – les instabilités baroclines – ne peut survenir qu'au sommet de la troposphère, là où l'atmosphère n'est plus barotrope. Nos simulations sont en accord sur ces deux points comme nous pouvons le voir dans les simulations des chapitres 3 et 5 : l'instabilité barocline est suffisante pour produire des jets alternés qui s'étendent jusqu'à la base du modèle.

Pour ce qui est de la question plus complexe du sens du jet équatorial, plusieurs mécanismes

sont proposés. Selon Liu et Schneider (2010, 2015) ; Schneider et Liu (2009), la convection (due au flux de chaleur interne) semble elle aussi nécessaire à l’obtention d’une super-rotation via les ondes de Rossby qu’elle génère. Ils observent dans leurs simulations une compétition entre les flux de moment cinétique liés aux ondes de Rossby – accélérant le jet équatorial vers l’est – et ceux liés aux instabilités baroclines – accélérant le jet équatorial vers l’ouest. Ainsi, les simulations de contrôle qu’ils réalisent soit sans flux de chaleur interne soit sans chauffage différentiel de la surface par le soleil produisent respectivement soit des jets alternés avec un jet équatorial rétrograde soit un seul et unique jet équatorial et prograde. Les résultats de Young *et al.* (2019b) vont dans le même sens en posant le flux de chaleur interne comme condition suffisante à l’apparition d’une super-rotation. Dans leur simulation sans flux de chaleur interne, l’activité ondulatoire est plus faible à l’équateur alors qu’avec un flux de chaleur interne celle-ci est la forte à toutes les latitudes. En revanche, c’est la migration des jets prograde vers l’équateur qui génère les ondes de Rossby qui à leur tour génèrent la super-rotation. La friction semble quant à elle jouer sur le rapport entre les deux tendances opposées sus-mentionnées : en limitant l’amplitude des ondes de Rossby elle repousse le seuil de flux de chaleur interne à partir duquel la super-rotation apparaît et réduit également la vitesse des jets eux-mêmes. Ces simulations ne considèrent néanmoins qu’une atmosphère sans processus humide, ce qui n’est pas le cas de Jupiter – bien que l’on puisse se demander si un ajustement convectif sec mais doté d’un temps de relaxation n’émulerait pas quelque peu la convection humide.

Ainsi, dans nos simulations d’une atmosphère sèche avec un ajustement convectif sans temps de relaxation nous n’obtenons pas de super-rotation équatoriale (*cf.* chapitre 3) alors qu’une fois l’eau présente en quantité suffisante nous en obtenons une (*cf.* chapitre 5). D’après nos résultats, le flux de chaleur interne n’est pas suffisant pour produire la super-rotation, il faut en plus que la convection qu’il induit soit suffisamment humide. A ce propos, les travaux de Lian et Showman (2010) semblent eux aussi montrer que la convection humide est suffisante, même en l’absence de gradient méridien de température, pour induire des jets alternés et une super-rotation équatoriale via les *eddies* qu’elle génère. Dans l’état actuel des choses, nous ne pouvons malheureusement pas statuer sur la nécessité ou non de la présence de ce gradient méridien de température pour former les jets des moyennes latitudes dans notre modèle. Il faudrait pour cela soit effectuer une simulation où le gradient méridien de température est nul soit déterminer précisément la contribution de l’une et l’autre des sources de *eddies* à la formation ces jets. Nous observons également de brefs passage de migrations vers l’équateur des jets progrades encadrant le jet équatorial, ce qui semble indiquer qu’un processus similaire à celui observé par Young *et al.* (2019b) est à l’œuvre mais contribuent-il de façon déterminante à la super-rotation que nous simulons ? Étant donné sa rareté et ses date d’occurrence, il semble y avoir une autre cause qui pourrait être des ondes dont nous ne connaissons pas encore la nature, bien qu’il s’agisse probablement d’ondes de Rossby.

Une fois la structure en jets alternés et la super-rotation obtenues se pose la question de la vitesse et du nombre de jets simulé et de leur accord avec les observations. Les nombres de jets obtenus par tous ces modèles sont, dans les cas optimaux, de l’ordre de ce qui est observé variant entre un peu moins de 20 et 33. Cependant, les vitesses des jets sont alors souvent trop faibles soit à l’équateur – *e.g.* une super-rotation de 20 m s^{-1} dans Young *et al.* (2019b) – soit aux moyennes latitudes – *e.g.* vitesses $\ll 10 \text{ m s}^{-1}$ dans Lian et Showman (2010) – pour être pleinement satisfaisantes. Si notre cas sec produit des jets irréalistes tant en nombre (trop faible) qu’en vitesse (trop élevée), notre cas humide à 3 abondances solaires en eau parvient à reproduire des jets à la fois nombreux (un vingtaine) et rapides (des vitesses comprises entre 10 et 20 m s^{-1} aux moyennes latitudes et de 60 m s^{-1} à l’équateur. La conformité des résultats du modèle avec les observation ne fait pas tout, il faut aussi que celle-ci soit obtenue pour de bonnes raisons. Ici, le transfert radiatif et la paramétrisation de la convection ont été améliorés

par rapport aux versions précédentes de GCM de Jupiter et les résultats en ont bénéficié ce qui, sans remettre en cause les conclusions établies, permet de saisir un peu mieux l'importance du caractère humide de la convection dans la circulation générale de Jupiter et par extension des planètes géantes.

Conclusion

Jupiter possède une atmosphère extrêmement dynamique, structurée en courant-jets alternés, dont un jet équatorial en super-rotation, caractérisée par une activité convective intense et perturbée par la propagation de grands vortex (dont la célèbre grande tache rouge), d'ondes et de turbulence de moyenne échelle. Après des décennies d'étude de Jupiter par des missions spatiales et des modèles numériques, il demeure un certain nombre d'énigmes telles les mécanismes de formation et de maintien de la structure des jets, les propriétés des ondes, des vortex et des structures turbulentes, tout ce qui constitue les perturbations non axisymétriques (*eddies*) de l'atmosphère de Jupiter, et l'influence de la convection sèche et humide sur ces phénomènes.

Dans ce travail de thèse nous apportons des éléments de réponses à ces questions grâce à une approche de modélisation numérique de la couche météorologique de Jupiter. Nous avons travaillé pour cela avec le modèle global de climat DYNAMICO-giant permettant pour la première fois de simuler l'écoulement atmosphérique à haute résolution spatiale tout en forçant cet écoulement avec un transfert radiatif réaliste.

Nos simulations de climat global avec DYNAMICO-giant reproduisent spontanément des caractéristiques essentielles de l'atmosphère de Jupiter : un gradient méridien thermique modéré, un système de jets alternés, une diversité de *eddies* (ondes, grands vortex, turbulence). Nos résultats sont en accord avec l'observation d'un régime zonostrophique pour l'écoulement jovien exhibant à la fois une cascade directe d'enstrophie et une cascade inverse d'énergie. Cette cascade inverse traduit le forçage des jets par des *eddies* dont nous avons pu analyser le lien avec la survenue d'instabilités barotropes et baroclines. Des différences entre nos simulations et les observations demeurent, les plus notables étant le nombre plus faible et l'intensité moins contrastée des jets alternés et surtout l'absence de super-rotation équatoriale dans le modèle tel qu'il était au début de cette thèse.

Afin d'enrichir la représentation des forçages de l'écoulement dans notre modèle de climat global, et en particulier d'étudier l'effet dynamique de la convection sèche et humide, nous avons adapté le modèle du thermique, initialement développé pour la Terre, à l'atmosphère de Jupiter. Le modèle du thermique représente le mélange convectif à travers la construction d'un panache idéalisé à l'échelle du point de grille, dont les caractéristiques physiques telles les flux de masse (entraînement et déentraînement), la vitesse verticale et la fraction surfacique sont modélisés. Son implémentation a été éprouvée puis l'influence des différents paramètres libres étudiée dans des simulations unidimensionnelles pour diverses abondances en eau – la seule espèce condensable qui sera introduite dans le modèle lors de ce travail.

Nous avons réalisé de nouvelles simulations du climat global de Jupiter en activant notre modèle du thermique dans DYNAMICO-giant. L'activité convective humide simulée est la plus forte aux moyennes latitudes et dans cette configuration humide le modèle produit des jets plus nombreux et plus contrastés que dans la configuration sèche, conduisant à un meilleur accord avec les observations. L'abondance en eau qui donne des résultats dynamiques optimaux, dont un puissant jet équatorial en super-rotation, est proche de celle mesurée récemment par la mission Juno.

Nous avons obtenu un ensemble de simulations de l’atmosphère de Jupiter au contenu très riche et matière à de nombreuses analyses supplémentaires. Nous pouvons poursuivre l’étude dynamique de nos simulations en cherchant par exemple quelles sont les causes précises de la stabilisation des jets à une latitude donnée, ou de la faible fréquence des grands vortex – par exemple dans les hautes latitudes où les récentes observations de Juno montrent au contraire une prédominance des grands vortex. Nous pouvons également étendre la comparaison de nos simulations avec les observations en regardant par exemple l’impact de la circulation générale sur la distribution des traceurs ou bien le lien entre la fraction nuageuse simulée et les jets.

Cet ensemble de résultats peut également être étoffé par de nouvelles simulations avec notre modèle DYNAMICO-giant dans des configurations spécifiquement choisies pour répondre à une question scientifique particulière sur l’atmosphère de Jupiter. Nous pouvons par exemple étendre le modèle à la stratosphère pour étudier l’oscillation quasi-quadriennale ou bien en accroître la résolution pour prolonger l’exploration du régime dynamique aux plus petites échelles. Notre adaptation du modèle du thermique terrestre de Rio *et al.* (2010) au cas jovien, et son inclusion dans DYNAMICO-giant, ouvrent par ailleurs la possibilité de l’activer dans le cas de Saturne, notamment pour tenter de remédier à l’absence de super-rotation équatoriale dans les simulations existantes de Saturne (Bardet *et al.*, 2021 ; Spiga *et al.*, 2020). Plus généralement, notre version adaptée du modèle des thermiques est implémentée dans un modèle planétaire “générique”, ce qui rend désormais possible son activation pour des simulations numériques de toute atmosphère planétaire ou exoplanétaire.

Tout comme nous l’avons fait avec le modèle du thermique, nous pouvons nous demander quels processus physiques pourraient être ajoutés pour continuer à améliorer le modèle de climat global DYNAMICO-giant et ainsi mieux comprendre l’atmosphère de Jupiter. Prendre en compte les autres espèces condensables de l’atmosphère de Jupiter de la même manière que l’eau l’est déjà dans le modèle du thermique serait une première étape vers le développement, à terme, d’un modèle simulant la microphysique complexe des nuages joviens. A plus long terme encore, nous pouvons envisager de coupler notre modèle atmosphérique de Jupiter avec un modèle d’intérieur à l’instar des modèles de climat terrestres qui couplent des modèles d’atmosphères avec des modèles d’océans.

Bibliographie

- Adriani, A., Mura, A., Orton, G., Hansen, C., Altieri, F., Moriconi, M., ... Amoroso, M. (2018, Mar). Clusters of cyclones encircling Jupiter's poles. *Nature*, 555, 216-219. doi: 10.1038/nature25491
- Anders, E., et Grevesse, N. (1989, Jan). Abundances of the elements : Meteoritic and solar. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 53(1), 197-214. doi: 10.1016/0016-7037(89)90286-X
- Arakawa, A. (2004, Jul). The Cumulus Parameterization Problem : Past, Present, and Future. *Journal of Climate*, 17(13), 2493-2525. doi: 10.1175/1520-0442(2004)017<2493:RATCPP>2.0.CO;2
- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., et Scott, P. (2009, Sep). The Chemical Composition of the Sun. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 47(1), 481-522. doi: 10.1146/annurev.astro.46.060407.145222
- Atreya, S., Mahaffy, P., Niemann, H., Wong, M., et Owen, T. (2003, Feb). Composition and origin of the atmosphere of Jupiter - an update, and implications for the extrasolar giant planets. *Planetary and Space Science*, 51(2), 105-112. doi: 10.1016/S0032-0633(02)00144-7
- Aurnou, J., Heimpel, M., Allen, L., King, E., et Wicht, J. (2008, Jun). Convective heat transfer and the pattern of thermal emission on the gas giants. *Geophysical Journal International*, 173(3), 793-801. doi: 10.1111/j.1365-246X.2008.03764.x
- Baines, K., Carlson, R., et Kamp, L. (2002, Sep). Fresh Ammonia Ice Clouds in Jupiter. I. Spectroscopic Identification, Spatial Distribution, and Dynamical Implications. *Icarus*, 159(1), 74-94. doi: 10.1006/icar.2002.6901
- Baines, K., Sromovsky, L., Carlson, R., Momary, T., et Fry, P. (2019, septembre). The visual spectrum of Jupiter's Great Red Spot accurately modeled with aerosols produced by photolyzed ammonia reacting with acetylene. *Icarus*, 330, 217-229. doi: 10.1016/j.icarus.2019.04.008
- Bardet, D., Spiga, A., Guerlet, S., Cabanes, S., Millour, E., et Boissinot, A. (2021, Jan). Global climate modeling of Saturn's atmosphere. Part IV : Stratospheric equatorial oscillation. *Icarus*, 354, 114042. doi: 10.1016/j.icarus.2020.114042
- Bolton, S., Adriani, A., Adumitroaie, V., Allison, M., Anderson, J., Atreya, S., ... Wilson, R. (2017, May). Jupiter's interior and deep atmosphere : The initial pole-to-pole passes with the Juno spacecraft. *Science*, 356(6340), 821-825. doi: 10.1126/science.aal2108
- Brown, S., Janssen, M., Adumitroaie, V., Atreya, S., Bolton, S., Gulkis, S., ... Connerney, J. (2018, Jun). Prevalent lightning sferics at 600 megahertz near Jupiter's poles. *Nature*, 558, 87-90. doi: 10.1038/s41586-018-0156-5
- Busse, F. (1976, octobre). A simple model of convection in the Jovian atmosphere. *Icarus*, 29, 255-260. doi: 10.1016/0019-1035(76)90053-1
- Cabanes, S., Spiga, A., et Young, R. (2020, Jul). Global climate modeling 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

- Carlson, R., Baines, K., Anderson, M., Filacchione, G., et Simon, A. (2016, Aug). Chromophores from photolyzed ammonia reacting with acetylene : Application to Jupiter's Great Red Spot. *Icarus*, 274, 106-115. doi: 10.1016/j.icarus.2016.03.008
- Celani, A., Musacchio, S., et Vincenzi, D. (2010, May). Turbulence in More than Two and Less than Three Dimensions. *Physical Review Letters*, 104(18), 184506. doi: 10.1103/PhysRevLett.104.184506
- Charnay, B., Forget, F., Wordsworth, R., Leconte, J., Millour, E., Codron, F., et Spiga, A. (2013). Exploring the faint young Sun problem and the possible climates of the Archean Earth with a 3-D GCM. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 118(D17), 10414. doi: 10.1002/jgrd.50808
- Chemke, R., et Kaspi, Y. (2015, Sep). Poleward migration of eddy-driven jets. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 7(3), 1457-1471. doi: 10.1002/2015MS000481
- Colaïtis, A., Spiga, A., Hourdin, F., Rio, C., Forget, F., et Millour, E. (2013, Jul). A thermal plume model for the Martian convective boundary layer. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 118(7), 1468-1487. doi: 10.1002/jgre.20104
- Cosentino, R., Morales-Juberías, R., Greathouse, T., Orton, G., Johnson, P., Fletcher, L., et Simon, A. (2017, Dec). New Observations and Modeling of Jupiter's Quasi-Quadrennial Oscillation. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 122(12), 2719-2744. doi: 10.1002/2017JE005342
- Dessler, A. (1983). *Physics of the Jovian magnetosphere*. Cambridge University Press.
- Dowling, T., Bradley, M., Colón, E., Kramer, J., LeBeau, R., Lee, G., ... Showman, A. (2006, May). The EPIC atmospheric model with an isentropic/terrain-following hybrid vertical coordinate. *Icarus*, 182(1), 259-273. doi: 10.1016/j.icarus.2006.01.003
- Dowling, T., Fischer, A., Gierasch, P., Harrington, J., LeBeau, R., et Santori, C. (1998, Apr). The Explicit Planetary Isentropic-Coordinate (EPIC) Atmospheric Model. *Icarus*, 132(2), 221-238. doi: 10.1006/icar.1998.5917
- Dubos, T., Dubey, S., Tort, M., Mittal, R., Meurdesoif, Y., et Hourdin, F. (2015, Oct). DYNAMICO-1.0, an icosahedral hydrostatic dynamical core designed for consistency and versatility. *Geoscientific Model Development*, 8(10), 3131-3150. doi: 10.5194/gmd-8-3131-2015
- Feuchtgruber, H., Lellouch, E., de Graauw, T., Bézard, B., Encrenaz, T., et Griffin, M. (1997, septembre). External supply of oxygen to the atmospheres of the giant planets. *Nature*, 389(6647), 159-162. doi: 10.1038/38236
- Flasar, F., Kunde, V., Achterberg, R., Conrath, B., Simon-Miller, A., Nixon, C., ... Coradini, A. (2004, Jan). An intense stratospheric jet on Jupiter. *Nature*, 427, 132-135. doi: 10.1038/nature02142
- Fletcher, L., Kaspi, Y., Guillot, T., et Showman, A. (2020, Mar). How Well Do We Understand the Belt/Zone Circulation of Giant Planet Atmospheres? *Space Science Reviews*, 216(2), 30. doi: 10.1007/s11214-019-0631-9
- Fletcher, L., Orton, G., Rogers, J., Simon-Miller, A., de Pater, I., Wong, M., ... Yanamandra-Fisher, P. (2011, Jun). Jovian temperature and cloud variability during the 2009-2010 fade of the South Equatorial Belt. *Icarus*, 213(2), 564-580. doi: 10.1016/j.icarus.2011.03.007
- Folkner, W., Woo, R., et Nandi, S. (1998, Sep). Ammonia abundance in Jupiter's atmosphere derived from the attenuation of the Galileo probe's radio signal. *Journal of Geophysical Research*, 103(E10), 22847-22856. doi: 10.1029/98JE01635
- Galperin, B., Young, R., Sukoriansky, S., Dikovskaya, N., Read, P., Lancaster, A., et Armstrong, D. (2014, Feb). Cassini observations reveal a regime of zonostrophic macroturbulence on Jupiter. *Icarus*, 229, 295-320. doi: 10.1016/j.icarus.2013.08.030
- Grassi, D., Adriani, A., Moriconi, M., Mura, A., Tabataba-Vakili, F., Ingersoll, A., ... Amoroso,

- M. (2018, Jun). First Estimate of Wind Fields in the Jupiter Polar Regions From JIRAM-Juno Images. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 123(6), 1511-1524. doi: 10.1029/2018JE005555
- Guerlet, S., Spiga, A., Delattre, H., et Fouchet, T. (2020, Nov). Radiative-equilibrium model of Jupiter's atmosphere and application to estimating stratospheric circulations. *Icarus*, 351, 113935. doi: 10.1016/j.icarus.2020.113935
- Guerlet, S., Spiga, A., Sylvestre, M., Indurain, M., Fouchet, T., Leconte, J., ... Forget, F. (2014, Aug). 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
- Guillemin, J.-C., El Chaouch, S., Bouayad, A., et Janati, T. (2001, Jan). Partial pressures and nature of products. Application to the photolysis of PH₃ and NH₃ in the atmosphere of jupiter and saturn. *Advances in Space Research*, 27(2), 245-253. doi: 10.1016/S0273-1177(01)00054-0
- Guillot, T. (2005, Jan). The Interiors of Giant Planets : Models and Outstanding Questions. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 33, 493-530. doi: 10.1146/annurev.earth.32.101802.120325
- Guillot, T., Li, C., Bolton, S., Brown, S., Ingersoll, A., Janssen, M., ... Stevenson, D. (2020, Aug). Storms and the Depletion of Ammonia in Jupiter : II. Explaining the Juno Observations. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 125(8), e06404. doi: 10.1029/2020JE006404
- Guillot, T., Miguel, Y., Militzer, B., Hubbard, W., Kaspi, Y., Galanti, E., ... Bolton, S. (2018, Mar). A suppression of differential rotation in Jupiter's deep interior. *Nature*, 555(7695), 227-230. doi: 10.1038/nature25775
- Guillot, T., Stevenson, D., Atreya, S., Bolton, S., et Becker, H. (2020, août). Storms and the Depletion of Ammonia in Jupiter : I. Microphysics of "Mushballs". *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 125(8), e06403. doi: 10.1029/2020JE006403
- Heimpel, M., et Aurnou, J. (2007, avril). Turbulent convection in rapidly rotating spherical shells : A model for equatorial and high latitude jets on Jupiter and Saturn. *Icarus*, 187, 540-557. doi: 10.1016/j.icarus.2006.10.023
- Hourdin, F., Couvreur, F., et Menut, L. (2002, Mar). Parametrization of the Dry Convective Boundary Layer Based on a Mass Flux Representation of Thermals. *Journal of Atmospheric Sciences*, 49(3), 1105-1123.
- Hubbard, W., et Militzer, B. (2016, Mar). A Preliminary Jupiter Model. *The Astrophysical Journal*, 820(1), 80. doi: 10.3847/0004-637X/820/1/80
- Hueso, R., et Sánchez-Lavega, A. (2006, Jan). Moist Convective Storms in the Atmospheres of Jupiter and Saturn. In J. Del Toro Iniesta, E. Alfaro, J. Gorgas, E. Salvador-Sole, et H. Butcher (Eds.), *The many scales in the universe : Jenam 2004 astrophysics reviews* (Vol. 6, p. 211).
- Ingersoll, A., Dowling, T., Gierasch, P., Orton, G., Read, P., Sánchez-Lavega, A., ... Vasavada, A. (2004). Dynamics of jupiter's atmosphere. In F. Bagenal, T. Dowling, et W. McKinnon (Eds.), *Jupiter : the planet, satellites and magnetosphere* (p. 105-128). Cambridge University Press.
- Ingersoll, A. P. (1976, Oct). Pioneer 10 and 11 Observations and the Dynamics of Jupiter's Atmosphere. *Icarus*, 29(2), 245-253. doi: 10.1016/0019-1035(76)90052-X
- Kaspi, Y., et Flierl, G. (2007, Jan). Formation of Jets by Baroclinic Instability on Gas Planet Atmospheres. *Journal of Atmospheric Sciences*, 64(9), 3177. doi: 10.1175/JAS4009.1
- Kaspi, Y., Galanti, E., Hubbard, W., Stevenson, D., Bolton, S., Iess, L., ... Wahl, S. (2018, Mar). Jupiter's atmospheric jet streams extend thousands of kilometres deep. *Nature*, 555, 223-226. doi: 10.1038/nature25793
- Kostiuk, T., Mumma, M., Espenak, F., Deming, D., Jennings, D., Maguire, W., et Zipoy, D.

- (1983, Feb). Measurements of stratospheric ethane in the Jovian South Polar Region from infrared heterodyne spectroscopy of the nu9 band near 12 microns. *Astrophysical Journal*, 265, 564-569. doi: 10.1086/160699
- Lebonnois, S., Covey, C., Grossman, A., Parish, H., Schubert, G., Walterscheid, R., ... Jablo-nowski, C. (2012, Dec). Angular momentum budget in General Circulation Models of superrotating atmospheres : A critical diagnostic. *Journal of Geophysical Research (Pla-nets)*, 117(E12), E12004. doi: 10.1029/2012JE004223
- Leconte, J., Forget, F., Charnay, B., Wordsworth, R., Selsis, F., Millour, E., et Spiga, A. (2013). 3D climate modeling of close-in land planets : Circulation patterns, climate moist bis-tability, and habitability. *Astronomy Astrophysics*, 554, A69. doi: 10.1051/0004-6361/201321042
- Leconte, J., Selsis, F., Hersant, F., et Guillot, T. (2017, Feb). Condensation-inhibited convection in hydrogen-rich atmospheres . Stability against double-diffusive processes and thermal profiles for Jupiter, Saturn, Uranus, and Neptune. *Astronomy and Astrophysics*, 598, A98. doi: 10.1051/0004-6361/201629140
- Leovy, C., Friedson, A., et Orton, G. (1991, décembre). The quasiquadrennial oscillation of Jupiter's equatorial stratosphere. *Nature*, 354(6352), 380-382. doi: 10.1038/354380a0
- Li, C., et Chen, X. (2019, Feb). Simulating Nonhydrostatic Atmospheres on Planets (SNAP) : Formulation, Validation, and Application to the Jovian Atmosphere. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 240(2), 37. doi: 10.3847/1538-4365/aafdaa
- Li, C., Ingersoll, A., Bolton, S., Levin, S., Janssen, M., Atreya, S., ... Zhang, Z. (2020, Feb). The water abundance in Jupiter's equatorial zone. *Nature Astronomy*, 4, 609-616. doi: 10.1038/s41550-020-1009-3
- Li, C., Ingersoll, A., Janssen, M., Levin, S., Bolton, S., Adumitroaie, V., ... Williamson, R. (2017, Jun). The distribution of ammonia on Jupiter from a preliminary inversion of Juno microwave radiometer data. *Geophysical Research Letters*, 44(11), 5317-5325. doi: 10.1002/2017GL073159
- Li, C., et Ingersoll, A. P. (2015, mai). Moist convection in hydrogen atmospheres and the frequency of Saturn's giant storms. *Nature Geoscience*, 8(5), 398-403. doi: 10.1038/ngeo2405
- Li, L., Ingersoll, A., et Huang, X. (2006, Jan). Interaction of moist convection with zonal jets on Jupiter and Saturn. *Icarus*, 180(1), 113-123. doi: 10.1016/j.icarus.2005.08.016
- Li, L., Jiang, X., West, R., Gierasch, P., Perez-Hoyos, S., Sanchez-Lavega, A., ... Schmude, R. (2018, septembre). Less absorbed solar energy and more internal heat for Jupiter. *Nature Communications*, 9, 3709. doi: 10.1038/s41467-018-06107-2
- Lian, Y., et Showman, A. (2010, May). Generation of equatorial jets by large-scale latent heating on the giant planets. *Icarus*, 207(1), 373-393. doi: 10.1016/j.icarus.2009.10.006
- Little, B., Anger, C., Ingersoll, A., Vasavada, A., Senske, D., Breneman, H., ... The Galileo SSI Team (1999, décembre). Galileo Images of Lightning on Jupiter. *Icarus*, 142, 306-323. doi: 10.1006/icar.1999.6195
- Liu, J., et Schneider, T. (2010, Nov). Mechanisms of Jet Formation on the Giant Planets. *Journal of Atmospheric Sciences*, 67(11), 3652-3672. doi: 10.1175/2010JAS3492.1
- Liu, J., et Schneider, T. (2015, Jan). Scaling of Off-Equatorial Jets in Giant Planet Atmospheres. *Journal of Atmospheric Sciences*, 72(1), 389-408. doi: 10.1175/JAS-D-13-0391.1
- Mahaffy, P., Niemann, H., Alpert, A., Atreya, S., Demick, J., Donahue, T., ... Owen, T. (2000, Jun). Noble gas abundance and isotope ratios in the atmosphere of Jupiter from the Galileo Probe Mass Spectrometer. *Journal of Geophysical Research*, 105(E6), 15061-15072. doi: 10.1029/1999JE001224
- Manabe, S., Smagorinsky, J., et Strickler, R. (1965, Jan). Simulated Climatology of a General

- Circulation Model with a Hydrologic CYCLE1. *Monthly Weather Review*, 93(12), 769. doi: 10.1175/1520-0493(1965)093<0769:SCOAGC>2.3.CO;2
- Mellor, G., et Yamada, T. (1982, novembre). Development of a Turbulence Closure Model for Geophysical Fluid Problems (Paper 2R0808). *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 20, 851. doi: 10.1029/RG020i004p00851
- Niemann, H., Atreya, S., Carignan, G., Donahue, T., Haberman, J., Harpold, D., ... Way, S. (1998, Sep). The composition of the Jovian atmosphere as determined by the Galileo probe mass spectrometer. *Journal of Geophysical Research*, 103, 22831-22846. doi: 10.1029/98JE01050
- Noll, K., Knacke, R., Tokunaga, A., Lacy, J., Beck, S., et Serabyn, E. (1986, Mar). The abundances of ethane and acetylene in the atmospheres of Jupiter and Saturn. *Icarus*, 65(2-3), 257-263. doi: 10.1016/0019-1035(86)90138-7
- Pirraglia, J. (1984, Aug). Meridional energy balance of Jupiter. *Icarus*, 59(2), 169-176. doi: 10.1016/0019-1035(84)90020-4
- Porco, C., West, R., McEwen, A., Del Genio, A., Ingersoll, A., Thomas, P., ... Vasavada, A. (2003, Mar). Cassini Imaging of Jupiter's Atmosphere, Satellites, and Rings. *Science*, 299, 1541-1547. doi: 10.1126/science.1079462
- Prinn, R. G. (1970, Nov). UV Radiative Transfer and Photolysis in Jupiter's Atmosphere. *Icarus*, 13(3), 424-436. doi: 10.1016/0019-1035(70)90090-4
- Rhines, P. (1975, Jan). Waves and turbulence on a beta-plane. *Journal of Fluid Mechanics*, 69, 417-443. doi: 10.1017/S0022112075001504
- Rio, C., et Hourdin, F. (2008, Feb). A Thermal Plume Model for the Convective Boundary Layer : Representation of Cumulus Clouds. *Journal of Atmospheric Sciences*, 65(2), 407-425. doi: 10.1175/2007JAS2256.1
- Rio, C., Hourdin, F., Couvreux, F., et Jam, A. (2010, Jun). Resolved Versus Parametrized Boundary-Layer Plumes. Part II : Continuous Formulations of Mixing Rates for Mass-Flux Schemes. *Boundary-Layer Meteorology*, 135(3), 469-483. doi: 10.1007/s10546-010-9478-z
- Robinson, T., et Catling, D. (2014, Jan). Common 0.1bar tropopause in thick atmospheres set by pressure-dependent infrared transparency. *Nature Geoscience*, 7(1), 12-15. doi: 10.1038/ngeo2020
- Sadourny, R., Arakawa, A., et Mintz, Y. (1968, Jan). Integration of the Nondivergent Barotropic Vorticity Equation with AN Icosahedral-Hexagonal Grid for the SPHERE1. *Monthly Weather Review*, 96(6), 351. doi: 10.1175/1520-0493(1968)096<0351:IOTNBV>2.0.CO;2
- Salyk, C., Ingersoll, A., Lorre, J., Vasavada, A., et Del Genio, A. (2006, décembre). Interaction between eddies and mean flow in Jupiter's atmosphere : Analysis of Cassini imaging data. *Icarus*, 185, 430-442. doi: 10.1016/j.icarus.2006.08.007
- Sánchez-Lavega, A., Hueso, R., Eichstädt, G., Orton, G., Rogers, J., Hansen, C. J., ... Bolton, S. (2018, Oct). The Rich Dynamics of Jupiter's Great Red Spot from JunoCam : Juno Images. *The Astronomical Journal*, 156(4), 162. doi: 10.3847/1538-3881/aada81
- Schneider, T., et Liu, J. (2009, Jan). Formation of Jets and Equatorial Superrotation on Jupiter. *Journal of Atmospheric Sciences*, 66(3), 579-601. doi: 10.1175/2008JAS2798.1
- Seiff, A., Kirk, D., Knight, T., Young, R., Mihalov, J., Young, L., ... Atkinson, D. (1998, Sep). Thermal structure of Jupiter's atmosphere near the edge of a 5- μ m hot spot in the north equatorial belt. *Journal of Geophysical Research*, 103(E10), 22857-22890. doi: 10.1029/98JE01766
- Shaw, T., et Shepherd, T. (2007, Jan). Angular Momentum Conservation and Gravity Wave Drag Parameterization : Implications for Climate Models. *Journal of Atmospheric Sciences*, 64(1), 190. doi: 10.1175/JAS3823.1
- Showman, A. (2007, Jan). Numerical Simulations of Forced Shallow-Water Turbulence : Effects

- of Moist Convection on the Large-Scale Circulation of Jupiter and Saturn. *Journal of Atmospheric Sciences*, 64(9), 3132-3157. doi: 10.1175/JAS4007.1
- Showman, A., Gierasch, P., et Lian, Y. (2006, Jun). Deep zonal winds can result from shallow driving in a giant-planet atmosphere. *Icarus*, 182(2), 513-526. doi: 10.1016/j.icarus.2006.01.019
- Spiga, A., Guerlet, S., Millour, E., Indurain, M., Meurdesoif, Y., Cabanes, S., ... Fouchet, T. (2020, Jan). 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
- Sromovsky, L., Baines, K., Fry, P., et Carlson, R. (2017, Jul). A possibly universal red chromophore for modeling color variations on Jupiter. *Icarus*, 291, 232-244. doi: 10.1016/j.icarus.2016.12.014
- Sromovsky, L., Collard, A., Fry, P., Orton, G., Lemmon, M., Tomasko, M., et Freedman, R. (1998, septembre). Galileo probe measurements of thermal and solar radiation fluxes in the Jovian atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 103(E10), 22929-22978. doi: 10.1029/98JE01048
- Sromovsky, L., et Fry, P. (2018, Jun). Composition and structure of fresh ammonia clouds on Jupiter based on quantitative analysis of Galileo/NIMS and New Horizons/LEISA spectra. *Icarus*, 307, 347-370. doi: 10.1016/j.icarus.2017.10.037
- Staniforth, A., et Thuburn, J. (2012, Jan). Horizontal grids for global weather and climate prediction models : a review. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 138(662), 1-26. doi: 10.1002/qj.958
- Stoker, C. (1986, Jul). Moist convection : A mechanism for producing the vertical structure of the Jovian Equatorial Plumes. *Icarus*, 67(1), 106-125. doi: 10.1016/0019-1035(86)90179-X
- Sugiyama, K., Nakajima, K., Odaka, M., Ishiwatari, M., Kuramoto, K., Morikawa, Y., ... Hayashi, Y. (2011, Jul). Intermittent cumulonimbus activity breaking the three-layer cloud structure of Jupiter. *Geophysical Research Letters*, 38(13), L13201. doi: 10.1029/2011GL047878
- Sugiyama, K., Nakajima, K., Odaka, M., Kuramoto, K., et Hayashi, Y. Y. (2014, Feb). Numerical simulations of Jupiter's moist convection layer : Structure and dynamics in statistically steady states. *Icarus*, 229, 71-91. doi: 10.1016/j.icarus.2013.10.016
- Sukoriansky, S., Dikovskaya, N., et Galperin, B. (2007, Jan). On the Arrest of Inverse Energy Cascade and the Rhines Scale. *Journal of Atmospheric Sciences*, 64(9), 3312. doi: 10.1175/JAS4013.1
- Sánchez-Lavega, A., Sromovsky, L., Showman, A., Del Genio, A., Young, R., Hueso, R., ... Barbara, J. (2019). Gas giants. In B. Galperin et P. Read (Eds.), *Zonal jets : Phenomenology, genesis, and physics* (p. 72-103). Cambridge University Press.
- Vallis, G. K. (2006). *Atmospheric and oceanic fluid dynamics*. Cambridge University Press. doi: 10.2277/0521849691
- Wahl, S., Hubbard, W., Militzer, B., Guillot, T., Miguel, Y., Movshovitz, N., ... Bolton, S. (2017, May). Comparing Jupiter interior structure models to Juno gravity measurements and the role of a dilute core. *Geophysical Research Letters*, 44(10), 4649-4659. doi: 10.1002/2017GL073160
- Watkins, C., et Cho, J. Y.-K. (2013). The vertical structure of Jupiter's equatorial zonal wind above the cloud deck, derived using mesoscale gravity waves. *Geophysical Research Letters*, 40(3), 472-476. Consulté sur <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2012GL054368> doi: <https://doi.org/10.1029/2012GL054368>
- West, R., Baines, K., Friedson, A., Banfield, D., Ragent, B., et Taylor, F. (2004). Jovian clouds and haze. In F. Bagenal, T. Dowling, et W. McKinnon (Eds.), *Jupiter : the planet, satellites and magnetosphere* (p. 79-104). Cambridge University Press.

- Williams, G., et Robinson, J. (1973, May). Dynamics of a Convectively Unstable Atmosphere : Jupiter? *Journal of the Atmospheric Sciences*, 30(4), 684-717. Consulté sur [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1973\)030<0684:DOACUA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1973)030<0684:DOACUA>2.0.CO;2) doi: 10.1175/1520-0469(1973)030<0684:DOACUA>2.0.CO;2
- Williams, G. P. (1978, Aug). Planetary circulations. I. Barotropic representation of Jovian and terrestrial turbulence. *Journal of Atmospheric Sciences*, 35, 1399-1426. doi: 10.1175/1520-0469(1978)035<1399:PCBROJ>2.0.CO;2
- Wilson, H., et Militzer, B. (2010, Mar). Sequestration of Noble Gases in Giant Planet Interiors. *Physical Review Letters*, 104(12), 121101. doi: 10.1103/PhysRevLett.104.121101
- Wong, M., Mahaffy, P., Atreya, S., Niemann, H., et Owen, T. (2004, Sep). Updated Galileo probe mass spectrometer measurements of carbon, oxygen, nitrogen, and sulfur on Jupiter. *Icarus*, 171(1), 153-170. doi: 10.1016/j.icarus.2004.04.010
- Wordsworth, R., Forget, F., Selsis, F., Millour, E., Charnay, B., et Madeleine, J.-B. (2011). Gliese 581d is the First Discovered Terrestrial-mass Exoplanet in the Habitable Zone. *The Astrophysical Journal Letters*, 733, L48. doi: 10.1088/2041-8205/733/2/L48
- Young, R., et Read, P. (2017, Nov). Forward and inverse kinetic energy cascades in Jupiter's turbulent weather layer. *Nature Physics*, 13(11), 1135-1140. doi: 10.1038/nphys4227
- Young, R., Read, P., et Wang, Y. (2019a, juillet). Simulating Jupiter's weather layer. Part II : Passive ammonia and water cycles. *Icarus*, 326, 253-268. doi: 10.1016/j.icarus.2018.12.002
- Young, R., Read, P., et Wang, Y. (2019b, juillet). Simulating Jupiter's weather layer. Part I : Jet spin-up in a dry atmosphere. *Icarus*, 326, 225-252. doi: 10.1016/j.icarus.2018.12.005
- Zuchowski, L., Read, P., Yamazaki, Y., et Renno, N. (2009, Nov). A heat engine based moist convection parametrization for Jupiter. *Planetary and Space Science*, 57(13), 1525-1537. doi: 10.1016/j.pss.2009.05.008

Rapport d'activité

Publications

- *Global climate modeling of Jupiter's troposphere and the impact of convection on jets*, Alexandre Boissinot, Aymeric Spiga, Sandrine Guerlet, Simon Cabanes, in preparation for submission to Icarus.
- *Global climate modeling of Saturn's atmosphere. Part II : Multi-annual high-resolution dynamical simulations*, Aymeric Spiga, Sandrine Guerlet, Ehouarn Millour, Mikel Indurain, Yann Meurdesoif, Simon Cabanes, Thomas Dubos, Jérémy Leconte, Alexandre Boissinot, Sébastien Lebonnois, Mélody Sylvestre, Thierry Fouchet, Icarus, 335, 2020.
- *Global climate modeling of Saturn's atmosphere. Part IV : Stratospheric equatorial oscillation*, Deborah Bardet, Aymeric Spiga, Sandrine Guerlet, Simon Cabanes, Ehouarn Millour, Alexandre Boissinot, Icarus, 354, 2021.

International

Oraux (conférences)

- *Modeling atmospheric dynamics in Jupiter's troposphere*, Alexandre Boissinot, Aymeric Spiga, Sandrine Guerlet and Simon Cabanes, European Planetary Science Congress 2018, Berlin, Germany, abstract long : <https://meetingorganizer.copernicus.org/EPSC2018/EPSC2018-1050.pdf>
- *A thermal plume model to investigate convection in Jupiter's troposphere*, Alexandre Boissinot, Aymeric Spiga, Sandrine Guerlet and Frédéric Hourdin, EPSC-DPS Joint Meeting 2019, Geneva, Switzerland, abstract long : <https://meetingorganizer.copernicus.org/EPSC-DPS2019/EPSC-DPS2019-1329-1.pdf>

Oraux (ateliers)

- *Modeling Jupiter's tropospheric dynamics*, Alexandre Boissinot, CPS/WTK Mini-Workshop on Planetary Atmospheres II, Kobe, Japan, 2018

Posters (conférences)

- *Modeling atmospheric dynamics and moist convection in Jupiter's troposphere*, Alexandre Boissinot, Aymeric Spiga, Sandrine Guerlet, Simon Cabanes, and Frédéric Hourdin, 21st EGU General Assembly, Vienna, Austria, 2019

National

Oraux (conférences)

- *Modélisation de la dynamique atmosphérique de Jupiter*, Alexandre Boissinot, Congrès annuel de la SF2A, Bordeaux, France, 2018

Posters (conférences)

- *Modélisation de la dynamique atmosphérique de Jupiter*, Alexandre Boissinot, Colloque quadriennal du Programme National de Planétologie, Nice, France, 2018

Participation à des écoles scientifiques

- École d'été *Waves, Instabilities and Turbulence in Geophysical and Astrophysical Flows* (WITGAF), Cargèse, Corse, 2019
- École d'automne doctorale *MODélisation NUMérique pour l'Océan et l'Atmosphère* (MOD-NUMOA, programme LEFE/MANU piloté par l'INSU), Grenoble, France, 2017