

Modélisation de la dynamique atmosphérique de Jupiter

Alexandre BOISSINOT

Encadrants : Aymeric SPIGA et Sandrine GUERLET

Laboratoire de Météorologie Dynamique

22 juin 2017

Résumé

Les observations de Jupiter depuis le sol et par les sondes ont mis en évidence la structure de l'atmosphère de Jupiter. Celle-ci est divisée en bandes séparées par des jets alternativement progrades et rétrogrades, avec une superrotation à l'équateur. Il existe deux grands types de modèles décrivant l'origine de ces jets : les modèles profonds et les modèles superficiels. Dans les modèles profonds, le forçage responsable de l'apparition des jets a lieu en profondeur, là où s'opère une friction due au changement d'état de l'hydrogène. Dans les modèles superficiels, c'est une cascade d'énergie inverse de la turbulence de moyenne échelle vers les grandes échelles qui alimente les jets. C'est ce point de vue qui sera adopté pendant le stage. La principale difficulté pour les modèles superficiels est de reproduire la superrotation. Le modèle utilisé est le modèle LMDZ du Laboratoire de Météorologie Dynamique, qui a l'avantage de calculer précisément le transfert radiatif.

Ce stage a permis d'étudier la sensibilité du modèle à de nouveaux paramètres. Les paramètres les plus influents sont la dissipation et les perturbations modélisant les nuages convectifs (non résolus). Les perturbations sont nécessaires pour faire apparaître les jets tandis que la dissipation peut en modifier la vitesse et la largeur. Une fois les paramètres fixés à une valeur optimale, j'ai pu effectuer une simulation de référence. On obtient alors une vingtaine de jets alternativement progrades et rétrogrades, ce qui est proche de la réalité. Néanmoins, leurs vitesses sont faibles devant les vitesses observées et on n'obtient toujours pas de superrotation à l'équateur. Cela peut être dû à la faible résolution spatiale atteinte avec les moyens de calculs à disposition ou à l'intégration sommaire des perturbations dans le modèle. La faible résolution peut expliquer l'absence de superrotation en ne permettant pas au modèle de résoudre les ondes qui en sont potentiellement responsables (Liu & Schneider (2010)). Adopter le nouveau cœur de calcul DYNAMICO, spécialement conçu pour le calcul massivement parallèle, permettrait d'apporter des éléments de réponse à cette question.

Table des matières

1	Introduction	3
1.1	Généralités, phénomènes globaux	3
1.2	Phénomènes locaux	4
1.3	Défis de modélisation	5
1.3.1	Modèles profonds	7
1.3.2	Modèles superficiels	8
1.3.3	Problématique	9
2	Méthodologie et étude de sensibilité	10
2.1	Modèle numérique	10
2.1.1	Modèle global de climat LMDz	10
2.1.2	Conditions aux limites et initiales	11
2.1.3	Flux de chaleur interne	12
2.1.4	Dissipation	13
2.1.5	Perturbations	13
2.2	Outils d'analyse	14
2.2.1	Flux d'Eliassen-Palm	14
2.2.2	Énergie cinétique des tourbillons	16
2.3	Simulations	17
2.3.1	Table des simulations	17
2.3.2	Effet des perturbations	19
2.3.3	Effet de la résolution	20
2.3.4	Effet de la dissipation	21
2.3.5	Effet des autres paramètres	22
2.3.6	Bilan	24
3	Analyse détaillée d'une simulation de référence	25
3.1	Simulation de référence	25
3.1.1	Profil du vent zonal	25
3.1.2	Migration des jets	27
3.2	Analyse quantitative de la simulation référence	30
3.2.1	Origine des jets modélisés dans la troposphère	30

3.2.2	Taux de conversion de l'énergie cinétique	34
3.2.3	Origine des jets modélisés dans la stratosphère	35
4	Conclusion et perspectives	38
4.1	Bilan	38
4.2	Perspectives	39

1. Introduction

1.1 Généralités, phénomènes globaux

Jupiter est la plus grande et la plus massive des planètes du système solaire avec un rayon $R_J \approx 6,9911 \times 10^4$ km et une masse $M_J \approx 1,9 \cdot 10^{27}$ kg. Le demi-grand axe de Jupiter vaut 5,2 ua, si bien que le flux reçu du Soleil F vaut approximativement 50 W m^{-2} au sommet de l'atmosphère. Le flux d'énergie interne Φ_{int} n'est alors plus négligeable devant le flux solaire car $\Phi_{int} \approx 6 \text{ W m}^{-2}$ à $p = 3$ bar.

Jupiter a été survolée par de nombreuses sondes (Pioneer 10 (1973) et 11 (1974), Voyager 1 et 2 (1979), Ulysse (1992), Cassini (2000) et New Horizon (2007)) et deux orbiteurs : Galileo (1995-2003) et Juno (2016-), Galileo étant la seule mission pendant laquelle ont été réalisées des mesures *in situ*. Les observations des sondes, complétées par des satellites et des télescopes, ont révélé la présence d'un certain nombre de phénomènes atmosphériques. Parmi les plus notables, citons la présence de vortex de grande taille, comme la grande tache rouge, et la structure en bandes alternativement claires et foncées de l'atmosphère, appelées respectivement "zones" et "ceintures" (Ingersoll (1990)). Enfin, le climat de Jupiter doit présenter de faibles variations saisonnières étant donné son obliquité presque nulle de $3,13^\circ$ et sa faible excentricité e de 0,048.

Les zones sont de vorticités anticycloniques, ce qui signifie qu'elles sont encadrées par un courant-jet prograde (vent d'ouest) (resp. rétrograde) au nord et rétrograde (vent d'est) (resp. prograde) au sud dans l'hémisphère nord (resp. sud). C'est l'inverse pour les ceintures, qui sont de vorticités cycloniques. Il y a donc une série de jets alternativement progrades puis rétrogrades qui coïncide avec la division en bandes. Les vitesses zonales (*i. e.* comptées positivement vers l'est) de ces jets, mesurées par les sondes Voyager 2 et Cassini, sont comprises entre -60 et 150 m s^{-1} (Porco et al. (2003)). Le jet équatorial est le plus large ($\approx 14^\circ$ en latitude) et les vents y font jusqu'à 150 m s^{-1} . Les jets rétrogrades sont plus faibles (en valeur absolue) que les jets progrades.

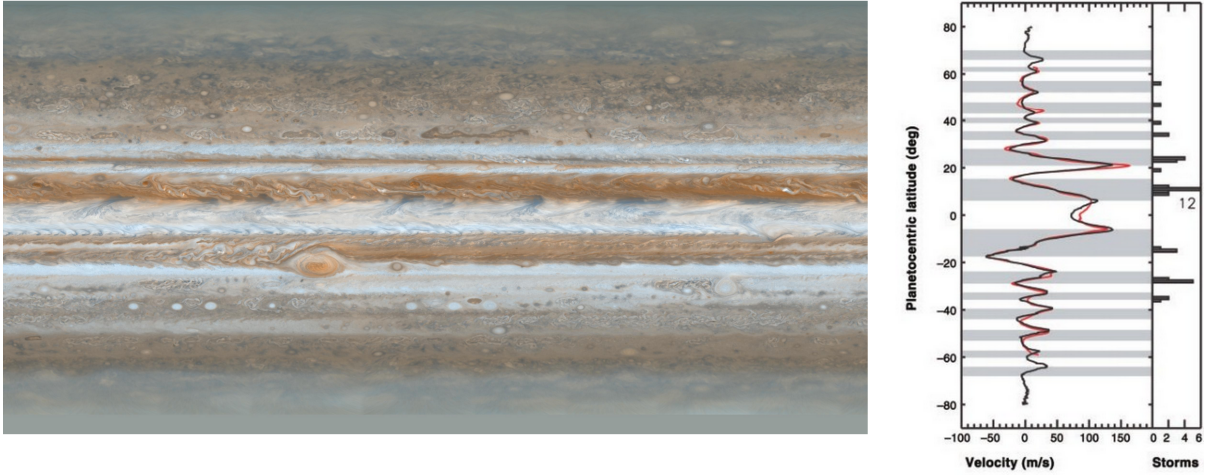


FIG. 1.1 – Atmosphère de Jupiter (image Cassini, à gauche). On voit bien la zone équatoriale (EZ , $-7-7^\circ$), les ceintures équatoriales nord et sud (NEB et SEB , $-17-7^\circ$ et $7-17^\circ$) et les zones tropicales nord et sud ($NTrZ$ et $STrZ$, $-28--17^\circ$ et $17-28^\circ$). On y voit également la grande tache rouge à 22° de latitude sud et les *White Ovals* vers 33° de latitude sud. L'image de droite, tirée de Porco et al. (2003), montre le profil méridional du vent zonal (mesuré par Cassini en noir, par Voyager 2 en rouge) et l'histogramme des tempêtes convectives.

1.2 Phénomènes locaux

En plus de ces structures de grande échelle, on peut observer sur Jupiter des phénomènes localisés. Les anticyclones par exemple ont un diamètre compris entre 1000 et 10000 km et peuvent être de couleur blanche (*white ovals*) ou brune. Ils ont une forme elliptique allongée suivant la direction est-ouest voire presque circulaire pour les plus petits. Ils se forment préférentiellement aux latitudes moyennes (de 33° à 41° sud et de 17° à 40° nord, d'après Bagenal et al. (2004)) et ont une durée de vie de quelques années. La grande tache rouge est un anticyclone exceptionnel par sa taille (17000 km sur 12500 km) et sa longévité (plus de 350 ans). Les cyclones ont en revanche une forme plus chaotique et une durée de vie plus courte en moyenne.

On observe également des orages convectifs, présents presque exclusivement dans les ceintures, dont la taille varie de 10 à plus de 1000 km. 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 avec les nuages blancs brillants bien visibles sur l'image de gauche de la figure 1.2.

Les anticyclones, cyclones et orages participent à la turbulence de petite et moyenne échelle. Ces tourbillons (*eddies* en anglais) pourraient transférer leur énergie aux jets

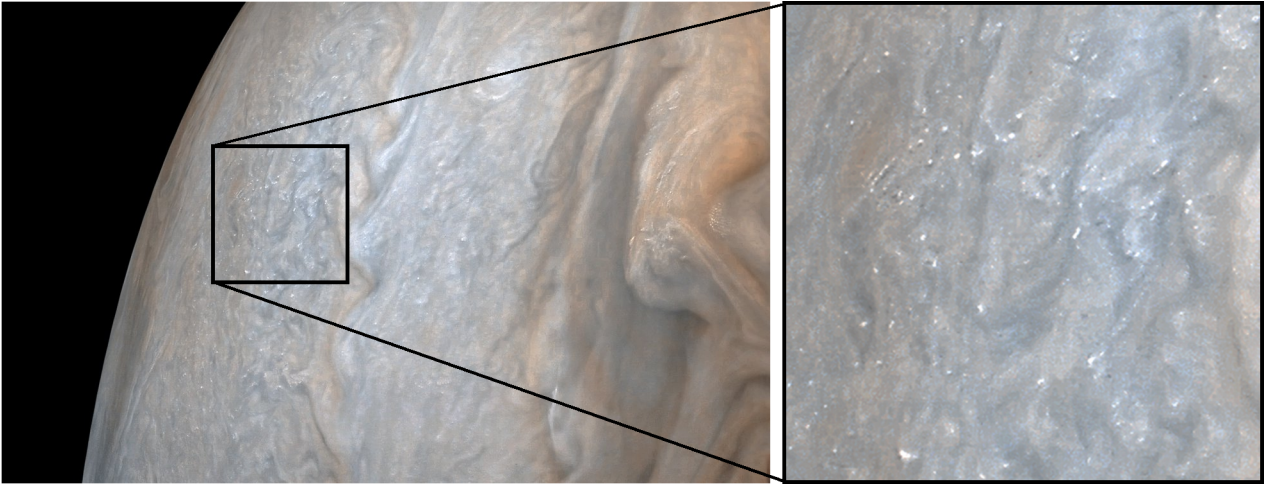


FIG. 1.2 – Gauche : détail de l’atmosphère de Jupiter (image Juno de mai 2017). Droite : zoom sur les nuages convectifs (points blancs brillants d’une vingtaine de km de diamètre). C’est la première fois qu’on voit autant de tempêtes en même temps sur une surface aussi petite.

par cascade inverse. Salyk et al. (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 le flux moyen qu’ils en ont déduit est comprise entre $0,7 \text{ W m}^{-2}$ et $1,2 \text{ W m}^{-2}$ dans la couche nuageuse. Cela représente plus de 5% de l’émission thermique de Jupiter, 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.

1.3 Défis de modélisation

Pour modéliser l’atmosphère des planètes géantes, l’une des principales difficultés est l’absence de limite inférieure claire à l’atmosphère mais une transition continue d’une enveloppe d’hydrogène moléculaire vers un cœur d’hydrogène métallique conducteur aux alentours de $0,8 R_J$ (Bagenal et al. (2004)). Ceci pourrait avoir comme effet de coupler la circulation atmosphérique profonde à des effets de magnétohydrodynamique comme par exemple l’effet dynamo, supposé avoir lieu entre $0,8$ et $0,9 R_J$ (Guillot (2005)).

Une autre difficulté réside dans la rotation rapide de la planète. Cette dernière contraint l’échelle (*i. e.* le rayon de déformation de Rossby) à partir de laquelle une parcelle de fluide devient sensible aux effets de la rotation et va former un tourbillon de grande échelle. Plus la rotation est rapide, plus la force de Coriolis sera grande et plus

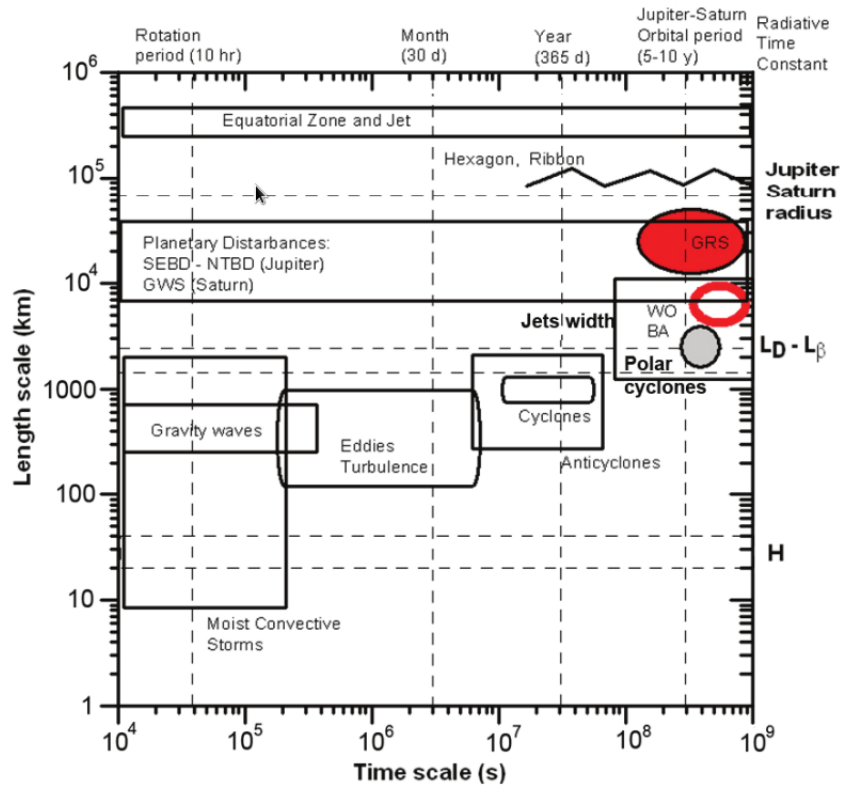


FIG. 1.3 – Tableau représentant les échelles caractéristiques de temps et de longueur des principaux phénomènes atmosphériques observés sur Jupiter et Saturne (Sanchez-Lavega et al. (2017))

l'échelle minimale à résoudre pour prendre en compte tous les tourbillons sera petite. Dans le cas de Jupiter, qui est une planète à rotation rapide, il est nécessaire d'avoir une haute résolution en latitude et en longitude, ce qui est coûteux en temps de calcul. Par exemple, pour la Terre comme pour Jupiter, le rayon de déformation de Rossby vaut approximativement 1000 km : cela représente un arc de 9° sur Terre mais de seulement $0,8^\circ$ sur Jupiter.

Il en résulte deux approches différentes pour modéliser les jets des géantes gazeuses qui diffèrent par le lieu où s'effectue le forçage des dits jets : les modèles profonds (*deep models*), qui supposent que les jets naissent au niveau de la transition entre hydrogène moléculaire et hydrogène métallique, et les modèles superficiels (*shallow models*), qui supposent que les jets se forment dans la haute troposphère suivant des processus purement météorologiques analogues à ceux ayant lieu sur Terre.

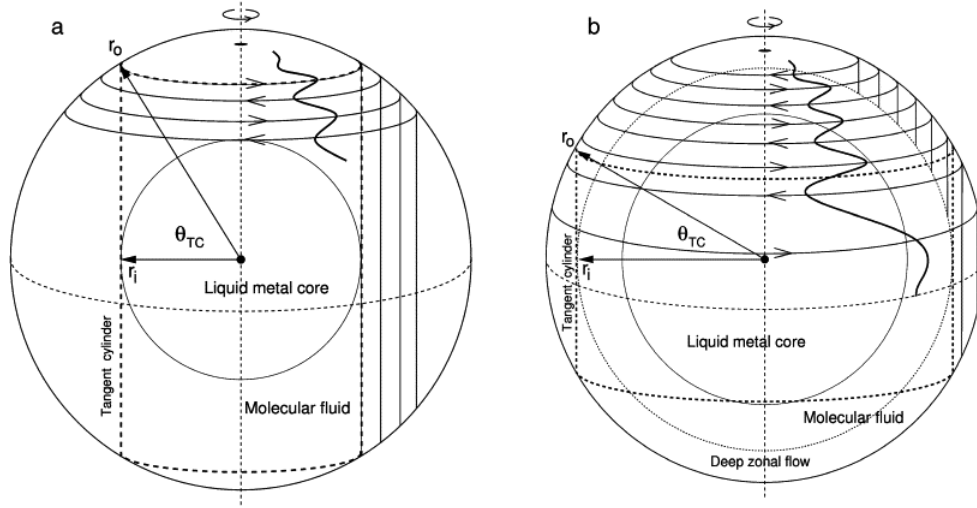


FIG. 1.4 – Modèles profonds (image tirée de Heimpel & Aurnou (2007)). (a) Modèle de Busse (1976), dans lequel les jets se développent uniquement hors du cylindre tangent. (b) Modèle de Heimpel & Aurnou (2007), dans lequel la coquille sphérique est plus fine. Les jets se développent hors et dans le cylindre tangent.

1.3.1 Modèles profonds

Dans les modèles profonds, les jets sont la manifestation en haute altitude des mouvements de convection profonde se déroulant dans une coquille sphérique s'étendant jusqu'au cœur d'hydrogène métallique, à la surface duquel on ajoute de forces de frottement modélisant les effets de magnétohydrodynamique (MHD). La présence du cœur et d'une symétrie axiale permet de définir trois régions délimitées par le cylindre tangent au cœur sphérique et d'axe l'axe de rotation de la planète. Ainsi, le vent zonal se structurant axialement, il n'est pas affecté par les frottements dans la région équatoriale et extérieure au cylindre tangent contrairement au vent zonal des deux régions polaires situées à l'intérieur (voir 1.4).

En choisissant un cœur de rayon $r = 0,85 R_J$, ce qui correspond approximativement à la profondeur estimée où s'opère l'effet dynamo pouvant freiner le fluide, M. Heimpel et J. Aurnou (Heimpel & Aurnou (2007)) ont obtenu un large jet équatorial prograde hors du cylindre tangent et dix jets, alternativement rétrogrades et progrades, à l'intérieur du cylindre tangent et répartis dans les deux hémisphères. Les vitesses obtenues sont du bon ordre de grandeur et on retrouve une structure des vents plus chaotique quand on est proche des pôles ; le nombre de jets est néanmoins inférieur à celui observé.

1.3.2 Modèles superficiels

Les modèles superficiels représentent une couche bien plus fine que la coquille sphérique des modèles profonds, dans laquelle les jets se forment par cascade inverse : l'énergie des tourbillons de petite échelle est organisée par la rotation en structures de grande échelle que sont les jets. Le gradient de température entre l'équateur et les pôles est responsable de la formation d'instabilités, dites instabilités baroclines, qui vont être structurées par la rotation et transférer leur énergie aux grandes échelles par cascade inverse. Ainsi, on peut former des jets alternativement progrades et rétrogrades. Dans ces modèles, le gradient thermique impose *a priori* proche de la surface un mouvement méridien de l'air des pôles vers l'équateur à proximité de ce dernier. C'est ce qu'on appelle une circulation thermique directe, ou cellule de Hadley si elle est de grande taille. En supposant qu'une parcelle d'air conserve son moment cinétique, sa vitesse zonale va diminuer quand elle se rapprochera de l'équateur du fait de son éloignement simultané de l'axe de rotation. C'est pourquoi les jets équatoriaux modélisés sont rétrogrades au lieu d'être progrades, à moins qu'un forçage dynamique supplémentaire, comme des ondes, ne permette à la parcelle d'air de gagner du moment cinétique.

Dans leur article de 2010 (Lian & Showman (2010)), Y. Lian et A. Showman ont étudié l'effet du chauffage de l'atmosphère par le relâchement de chaleur latente lors de la condensation de la vapeur d'eau. Leur modèle idéalisé considère une atmosphère hydrostatique de gaz incompressible dont la température est affectée uniquement par les transitions de phases de l'eau et une relaxation newtonienne vers une valeur tirée des observations et dépendant uniquement de l'altitude. Ils se sont intéressés à l'influence de l'abondance en eau, du rayon planétaire et de la vitesse de rotation : une abondance moyenne en eau, un grand rayon et une rotation rapide favoriserait la superrotation alors qu'une forte abondance en eau, quelles que soient les valeurs du rayon et de la vitesse de rotation, favorise la subrotation. Ils ont ainsi réussi à obtenir une superrotation à l'équateur de Jupiter avec une vitesse du bon ordre de grandeur mais les vitesses des jets des moyennes latitudes sont beaucoup plus faibles (en valeur absolue) que celles mesurées.

Dans le même temps, J. Liu et T. Schneider (Liu & Schneider (2010)) ont ajouté une friction à la base de leur modèle (à 3 bar de profondeur, aux latitudes supérieures à 33° , ce qui rappelle les modèles profonds sans être comparable avec eux) et obtenus une superrotation à l'équateur. Pour eux, ce sont les fortes ondes de Rossby et la faible divergence du flux de moment angulaire due aux tourbillons formés à proximité de l'équateur, influencées par la présence de la friction, qui sont responsables de la superrotation équatoriale sur Jupiter.

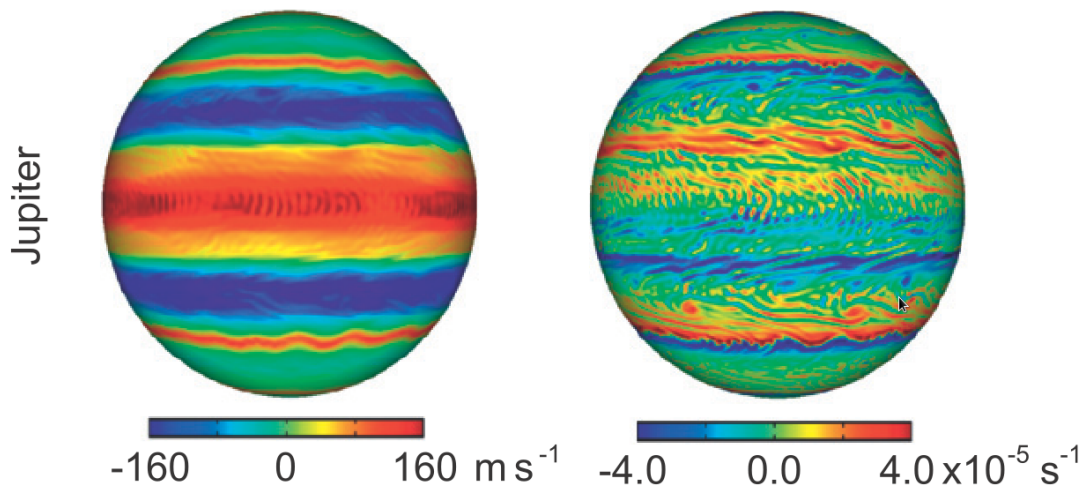


FIG. 1.5 – Résultats de simulation de Jupiter tirés de Liu & Schneider (2010) pour le vent zonal (gauche) et la vorticité relative (droite).

1.3.3 Problématique

Les deux types de modèles ont leurs avantages et leurs inconvénients, si bien qu'on ne sait pas encore quelle est la source d'énergie des jets de Jupiter : une cascade inverse ayant lieu dans une couche superficielle de l'atmosphère ou un frottement profond entraînant des mouvements de convection. Dans le cadre de ce stage, on adoptera le point de vue des modèles superficiels. Le modèle utilisé sera celui développé au laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD). Il s'agira tout d'abord de réussir à obtenir des jets avec ce modèle qui intègre le transfert radiatif de manière plus complète que ce qui a été fait dans la littérature (Liu & Schneider (2010) se placent à l'équinoxe perpétuel, Lian & Showman (2010) fixent un profil de température). On étudiera la sensibilité du modèle à de nouveaux paramètres, dont la dissipation et le flux de chaleur interne (chapitre 2). On utilisera cette étude de sensibilité pour fixer les paramètres d'une simulation de référence que l'on comparera aux observations (chapitre 3). De plus, on déterminera précisément l'origine des jets obtenus dans cette simulation de référence avec des comparaisons quantitatives aux résultats observationnels de Salyk et al. (2006). On conclura dans le chapitre 4 tout en évoquant certaines des perspectives envisageables.

2. Méthodologie et étude de sensibilité

2.1 Modèle numérique

2.1.1 Modèle global de climat LMDz

Le modèle utilisé dans le cadre de ce stage est le GCM (*Global Climate Model* ou modèle global de climat) LMDz développé au Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD). C'est un solveur hydrodynamique (Hourdin et al. (2013)) couplé avec des paramétrisations physiques qui décrivent le transfert radiatif et les phénomènes non résolus comme la condensation de nuages. Il a initialement été développé pour modéliser le climat terrestre mais il a été adapté aux atmosphères de Mars (Forget et al. (1999)), de Vénus (Lebonnois et al. (2010)) et plus récemment des géantes gazeuses. Ce modèle résout le transfert radiatif et décrit la physique atmosphérique dans la troposphère et la stratosphère de manière détaillée.

Le solveur hydrodynamique résout les équations de la mécanique des fluides géophysiques qui sont la conservation de la masse, l'équation de Navier-Stokes avec l'approximation hydrostatique et l'approximation de Boussinesq (on néglige la compressibilité du gaz sauf pour les questions de flottabilité) pour un gaz supposé parfait. La discrétisation de la coquille sphérique modélisée se fait suivant la longitude, la latitude et sur 32 niveaux de pression constante. Avec les moyens de calcul actuels, la résolution maximale que l'on peut atteindre avec le modèle LDMz est de 1° , ce qui correspond à environ 1200 km à la surface de Jupiter. Pour réaliser des simulations mieux résolues, il faut avoir recours à des cœurs dynamiques plus sophistiqués adaptés au calcul massivement parallèle (Dubos et al. (2015)).

La paramétrisation physique utilisée dans ce travail est celle de Guerlet et al. (2014) adaptée à Jupiter. Il s'agit essentiellement d'un modèle radiato-convectif 1D. Il traite donc la diffusion turbulente, la convection, la diffusion Rayleigh et l'opacité pour chaque point de la grille. L'opacité est déterminée par la méthode des k-distributions corrélées. La première étape consiste en la construction du spectre du coefficient d'absorption k_ν du mélange de gaz contribuant à l'absorption : le méthane (CH_4), l'éthane

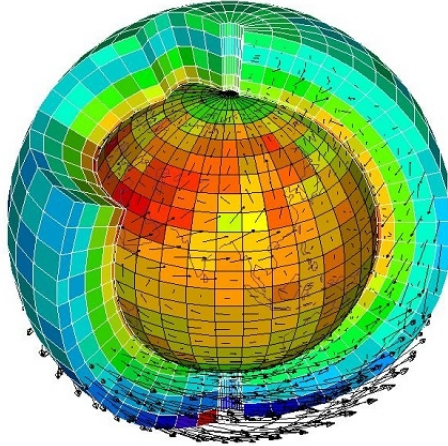


FIG. 2.1 – Grille du GCM LMDz

(C_2H_6), l'acétylène (C_2H_2), l'ammoniac (NH_3) et des dipôles H_2-H_2 et H_2-He induits par collision. La deuxième étape consiste à diviser ce spectre en bande et à calculer les coefficients k-corrélés et leur poids pour des couples (pression p , température T) couvrant l'ensemble des conditions que l'on peut rencontrer dans l'atmosphère de Jupiter. En passant de l'espace des fréquences à une densité de probabilité, on obtient une fonction très lisse donc plus facile à intégrer (sur ≈ 16 points de Gauss).

Dans la suite, je m'intéresserai à la sensibilité du modèle à la résolution, aux conditions aux limites et à la dissipation. J'étudierai également l'effet de l'ajout de perturbations aléatoires, pour modéliser de façon sommaire les nuages convectifs, et de la modification du flux d'énergie interne pour prendre en compte les éventuelles inhomogénéités de son transport de l'intérieur de Jupiter jusqu'à la limite inférieure du modèle. La paramétrisation de ces processus est détaillée ci-après.

2.1.2 Conditions aux limites et initiales

La couche d'atmosphère modélisée pendant le stage est comprise entre $p = 3,5$ et $p = 10^{-3}$ bar, soit une couche d'environ 200 km d'épaisseur (d'où la désignation de "modèles superficiels"). La limite supérieure (à 10^{-3} bar) peut consister en une couche éponge (Hourdin et al. (2013)) qui va faire décroître la vitesse du vent jusqu'à 0 m s^{-1} sur un nombre réglable de niveaux de pression (4 niveaux dans les simulations que j'ai réalisé avec couche éponge). Cette couche éponge sert à atténuer les ondes de gravité et éviter leur réflexion en haut du modèle. En réalité, ces ondes déferlent à des altitudes plus élevées (thermosphère) qui ne sont pas modélisées.

On fixe la vitesse verticale w à 0 m s^{-1} sur la limite inférieure (à 3,5 bar) bien qu'il n'y ait pas de surface solide. En supposant que les jets se prolongent parallèlement

à l'axe de rotation de Jupiter loin en profondeur, Liu & Schneider (2010) ont ajouté une friction à la base de leur modèle pour simuler à 3,5 bar les effets des frottements profonds (*cf.* section 1.3.1). Cette friction intervient seulement à partir d'une certaine latitude et exerce une force de rappel proportionnelle à la vitesse et de sens opposé au mouvement. Les latitudes à partir de laquelle la friction opère dans les simulations réalisées au cours de ce stage sont $33^\circ - 90^\circ$ Nord et $33^\circ - 90^\circ$ Sud. Il n'y a pas de frottements autour de l'équateur car les jets qui s'y trouvent n'intersectent pas la zone conductrice où ont effectivement lieu les frottements.

En ce qui concerne les conditions initiales, il faut fixer les valeurs de la température et des trois composantes de la vitesse (composante zonal u comptée positivement vers l'est, composante méridionale v comptée positivement vers le nord et composante verticale w déduite des deux précédentes) en chaque point. On pourra prendre comme conditions initiales soit l'état final d'une autre simulation pour la prolonger, soit un profil sans vent (les trois composantes de la vitesse sont nulles partout) et d'un profil vertical de température moyen obtenu avec la paramétrisation physique 1D (donc constant suivant la latitude et la longitude).

2.1.3 Flux de chaleur interne

Le flux de chaleur interne correspond à la puissance qui entre par unité de surface par la limite inférieure du modèle. Cette énergie a été emmagasinée par Jupiter lors de sa formation et doit être émise de manière *a priori* isotrope (Bagenal et al. (2004)). Cependant, on sait depuis les survols de Pioneer 10 et 11 que Jupiter ne présente pas de gradient thermique significatif entre l'équateur et les pôles dans la troposphère (Aurnou et al. (2008), Ingersoll et al. (1975)). Si le flux de chaleur interne était isotrope, l'éclairement solaire, seule autre source extérieure d'énergie, créerait nécessairement un gradient thermique entre l'équateur et les pôles. Comme il n'y a aucune raison physique connue pour que le flux de chaleur interne soit anisotrope en profondeur, il a été proposé par Aurnou et al. (2008) que le transport vertical de chaleur par des mouvements de convection, plus efficace aux pôles qu'à l'équateur, compense la variation du flux solaire.

On fait donc varier le flux de chaleur interne suivant la latitude afin de compenser le plus faible éclairement moyen aux pôles et atténuer la gradient thermique méridional. Ce qu'on désignera donc par l'expression "flux de chaleur interne" dans toute la suite sera le flux de chaleur interne éventuellement modifié par le transport à la limite inférieure du modèle ($p = 3,5$ bar). Le profil méridional utilisé pour compenser cet effet est le suivant :

$$\mathcal{F}_{int}(\phi) = 0,6 \epsilon + 1,2 \epsilon \sin^2(\phi)$$

où ϕ est la latitude du lieu et $\epsilon = 6 \text{ W m}^{-2}$ est la valeur du flux de chaleur interne quand on le considère comme constant à $p = 3,5$ bar.

2.1.4 Dissipation

La dissipation représente les processus physiques sous-maille (par exemple la turbulence isotrope 3D) qui dissipent l'énergie vers les petites échelles non résolues par le modèle. Elle est indispensable pour éviter l'accumulation d'énergie aux plus petites échelles décrites par le modèle. Cette implémentation présente néanmoins un problème : le laplacien itéré dissipe à toutes les échelles, bien que ce soit majoritairement aux petites échelles.

La dissipation intervient dans les variations temporelles de trois grandeurs : la température potentielle, la vorticité et la divergence de la vitesse. Elle est implémentée comme il suit :

$$\left(\frac{df}{dt}\right)_{dissip} = \frac{(-1)^{n+1}}{\tau} \nabla^{2n} f$$

où f est l'une des trois grandeurs concernées. Le paramètre n est l'ordre d'itération du laplacien. Plus sa valeur est grande et plus les petites échelles sont dissipées par rapport aux grande échelles. Le paramètre τ est le temps caractéristique de la dissipation. Plus il est grand et plus la dissipation sera faible. Des simulations ont été réalisées en faisant varier ces deux paramètres.

2.1.5 Perturbations

J'ai de plus introduit la possibilité de perturber certaines grandeurs du modèle afin de modéliser de façon sommaire le relâchement de chaleur latente au sein des nuages convectifs. Il s'agit d'un processus sous-maille car le modèle LMDz ne peut atteindre aisément une résolution meilleure que 1° (≈ 1200 km) donc les nuages convectifs ne sont pas résolus (cf. 1.2). Ces perturbations affectent tous les points de grille dont la pression est supérieure à 0,8 bar car cela correspond à l'altitude des nuages d'ammoniac. À plus haute altitude, il n'y a plus de relâchement de chaleur latente étant donné que tout l'ammoniac a déjà condensé.

Les perturbations sont implémentées sous la forme d'un bruit aléatoire uniforme affectant la vitesse (composantes zonale u et méridionale v) et la température T . L'amplitude A des perturbations est fixée par l'utilisateur, sachant que cela se traduira par des variations de $\pm A/2$ m s⁻¹ pour u et v et de $\pm A/2$ K pour T .

Cette modélisation n'est pas la plus réaliste, ne serait-ce que parce que les nuages convectifs sont observés presque exclusivement dans les ceintures et non réparti uniformément à la surface de Jupiter, mais permet de faire apparaître les jets rapidement. Elle demeure néanmoins une approche raisonnable au premier ordre (cf. Friedson & Moses (2012)), d'autant plus que les ceintures sont absentes en début de simulation.

On ne souhaite pas influencer la localisation des jets donc on ne peut imposer la position des perturbations. De plus, le relâchement de chaleur latente par l'ammoniac est faible devant celui de l'eau, et ce dernier à lieu à des profondeurs plus grande (≈ 10 bar de pression).

2.2 Outils d'analyse

2.2.1 Flux d'Eliassen-Palm

Afin d'analyser les champs des vents simulés par le GCM, il est nécessaire d'introduire quelques grandeurs et équations fondamentales de la dynamique. Soient les équations de la conservation de l'impulsion (projetée selon \vec{e}_λ et \vec{e}_ϕ), de l'hydrostatique, de la conservation de la masse et de la thermodynamique (Andrews et al. (1987)) :

$$\frac{Du}{Dt} - \left(f + \frac{u \tan(\phi)}{a} \right) v + \frac{\Phi_\lambda}{a \cos(\phi)} = X \quad (2.1)$$

$$\frac{Dv}{Dt} + \left(f + \frac{u \tan(\phi)}{a} \right) u + \frac{\Phi_\phi}{a} = Y \quad (2.2)$$

$$\Phi_z = \frac{R\theta}{H} \exp^{-Rz/(MC_p H)} \quad (2.3)$$

$$\frac{1}{a \cos(\phi)} \left(\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial v \cos(\phi)}{\partial \phi} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0 \quad (2.4)$$

$$\frac{D\theta}{Dt} = Q \quad (2.5)$$

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{a \cos(\phi)} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial}{\partial \phi} + w \frac{\partial}{\partial z} \quad (2.6)$$

λ et ϕ sont les coordonnées sphériques correspondant à la longitude et à la latitude. z correspond à la coordonnée verticale et vaut $-H \log(p/p_s)$. $f = 2\Omega \sin(\phi)$ est le paramètre de Coriolis, Ω est la vitesse angulaire de rotation de Jupiter, H est l'échelle de hauteur de l'atmosphère jovienne, ρ la masse volumique, Φ est le géopotential et a est le rayon de Jupiter. X , Y sont les autres forçages imposés aux différentes grandeurs (dissipation, perturbations). Q est le terme de chauffage diabatique (par exemple le chauffage radiatif ou le relâchement de chaleur latente). Ce sont ces équations que résout le cœur dynamique du GCM, la paramétrisation physique fournissant X , Y et Q .

Pour savoir dans quelle mesure les tourbillons sont responsables de la formation des jets, il faut être capable de calculer leur contribution au mouvement, sous forme d'une force par exemple. Il faut au préalable soustraire l'écoulement moyenné suivant la longitude (considéré comme l'écoulement moyen) pour ne garder que les champs de vitesse des tourbillons.

Soient u' les perturbations de u définies comme il suit :

$$u = \bar{u} + u' \text{ où } \bar{u} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u(\lambda, \phi, z, t) d\lambda \text{ à } \phi, z \text{ et } t \text{ fixés}$$

u' est la vitesse des tourbillons et \bar{u} l'écoulement moyen. On procède de même pour toutes les autres variables et l'équation 2.1 devient :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{v} \left[\frac{1}{a \cos(\phi)} \frac{\partial u' \cos(\phi)}{\partial \phi} - f \right] + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \bar{X} = - \frac{1}{a \cos^2(\phi)} \frac{\partial}{\partial \phi} (\overline{v'u'} \cos^2(\phi)) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{\rho w'u'}}{\partial z} \quad (2.7)$$

De manière à faire apparaître clairement la contribution des tourbillons au flot moyen \bar{u} , on définit la circulation résiduelle ($0, \bar{v}^*, \bar{w}^*$) telle que :

$$\bar{v}^* = \bar{v} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\overline{\rho v'\theta'}}{\partial \theta / \partial z} \right) \quad (2.8)$$

$$\bar{w}^* = \bar{w} + \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\cos(\phi) \frac{\overline{v'\theta'}}{\partial \theta / \partial z} \right) \quad (2.9)$$

On obtient une équation plus compacte pour représenter les contributions à l'accélération de l'écoulement moyen :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{v}^* \left(\frac{1}{a \cos(\phi)} \frac{\partial u' \cos(\phi)}{\partial \phi} - f \right) + \bar{w}^* \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \bar{X} = \frac{1}{\rho a \cos(\phi)} \vec{\nabla} \cdot \vec{F} \quad (2.10)$$

Où \vec{F} est le flux d'Eliassen-Palm :

$$F_\lambda = 0$$

$$F_\phi = \rho a \cos(\phi) \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \frac{\overline{v'\theta'}}{\partial \theta / \partial z} - \overline{u'v'} \right)$$

$$F_z = \rho a \cos(\phi) \left[\left(f - \frac{\partial(\bar{u} \cos(\phi)) / \partial \phi}{a \cos(\phi)} \right) \frac{\overline{v'\theta'}}{\partial \theta / \partial z} - \overline{w'u'} \right]$$

L'atmosphère de Jupiter, une planète à rotation rapide, est proche de l'équilibre géostrophique. Dans ce cas, la force de Coriolis et le gradient de pression sont dominants et le mouvement résulte d'un équilibre entre les deux. Le flux d'Eliassen-Palm vaut alors (Spiga et al. (2017)) :

$$F_\phi \approx -\rho a \cos(\phi) \overline{u'v'}$$

$$\vec{F} \approx (0, F_\phi, 0)$$

D'où :

$$\left[\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} \right]_{\text{tourbillons}} \approx \frac{1}{a^2 \cos^2(\phi)} \frac{\partial F_\phi \cos(\phi)}{\partial \phi} \quad (2.11)$$

La divergence du flux d'Eliassen-Palm donne la contribution des tourbillons à l'accélération du fluide. L'accélération est vers l'est si la divergence est positive, vers l'ouest si la divergence est négative. En comparant la divergence du flux d'Eliassen-Palm avec le profil de vitesse, on peut savoir si les tourbillons sont moteurs ou résistants à l'écoulement, ce qui en fait un outil essentiel pour déterminer l'origine des jets. Intégrer la force volumique $\vec{\nabla} \cdot \vec{F}$ sur la durée permet de savoir quelle quantité de mouvement est communiquée aux jets par les tourbillons à une latitude et une altitude données, donc de savoir s'il sont bien la source d'énergie principale des jets.

2.2.2 Énergie cinétique des tourbillons

Un autre bon moyen d'étudier l'activité de ces ondes est de calculer leur énergie cinétique par unité de masse e . Elle est donnée par :

$$e = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2) \quad (2.12)$$

où u' et v' ont été définis dans la sous-section précédente.

On s'intéressera également au transfert d'énergie des tourbillons vers les jets sur l'ensemble de la planète. Cette grandeur ayant été déterminée à partir des données Cassini par Salyk et al. (2006), cela permettra d'effectuer une comparaison entre le modèle et les observations.

$$C = \rho \overline{u'v'} \frac{d\bar{u}}{dy} \quad (2.13)$$

où $\rho \overline{u'v'}$ est la quantité de mouvement vers l'est ($\rho u'$) transférée vers le nord (v') moyennée sur la longitude, $\frac{d\bar{u}}{dy}$ est le gradient méridional du vent zonal u et ρ la masse volumique du fluide. Cette quantité est moyennée sur toute la planète ou tout un hémisphère.

2.3 Simulations

2.3.1 Table des simulations

J'ai réalisé au cours de ce stage vingt-quatre simulations dont la liste est donnée table 2.1. La colonne "résolution" indique le nombre de points de grille en longitude, latitude et altitude respectivement. La colonne "perturbations" indique l'amplitude et les grandeurs concernées par les perturbations aléatoires décrites en 2.1.5. La colonne " \mathcal{F}_{int} " indique si le flux de chaleur interne est constant (*cste*) ou s'il dépend de la latitude comme indiqué dans la section 2.1.3 ($f(\phi)$).

La colonne "dissip." indique le niveau de dissipation : "normal" correspond à $\tau = 2000$ s pour la divergence et $\tau = 3000$ s pour le rotationnel et la température, "faible" correspond à des valeurs de τ doublée et "forte" correspond à $\tau = 1000$ s pour la divergence, le rotationnel et la température. De plus, les simulations R et S voient les laplaciens itérés 1 fois supplémentaire pour toutes les grandeurs concernées par la dissipation, ce qui les fait passer de $n = 1$ pour la divergence de la vitesse et $n = 2$ pour la vorticité et la température à $n = 2$ et $n = 3$. La simulation S diffère de la R par un nombre de pas de temps par jour jovien simulé deux fois plus faible (400 pas de temps au lieu de 200).

La colonne "durée" indique combien de temps la simulation a tourné, en années et jours joviens durant respectivement 10475,5 jours joviens et 35733 s. Dans la colonne "condition initiale", "profil sans vent" indique que toutes les vitesses sont initialisées à 0 m s⁻¹ et que le profil de température est un résultat de la partie radiato-convective du modèle recopié à toutes les latitudes. Quand le nom d'une simulation est mentionné, c'est qu'il s'agit de son prolongement effectué en prenant la dernière sortie comme état initial. La colonne "condition aux limites", divisée en limite supérieure ("lim. haute") et limite inférieure ("lim. basse"), indique s'il y a une couche éponge au sommet du modèle ou s'il y a de la friction à sa base (cf. 2.1.2).

Notons que les simulations F, M, S et T se sont interrompues avant la fin du fait de problèmes numériques. Dans les simulations F et M, une instabilité numérique apparaît après plusieurs milliers de jours joviens dont l'origine est probablement une amplitude des perturbations trop élevée. Pour les simulations R et S (où l'ordre du laplacien n est augmenté d'une unité pour toutes les grandeurs dissipées), c'est le module de dissipation lui-même qui devient instable. Des pistes d'amélioration du schéma de dissipation existe mais dépassent le cadre de ce stage. Mentionnons également que la durée typique d'une simulation de résolution $360 \times 270 \times 32$ de 4500 jours joviens avec 32 processeurs est de trois jours.

Nom	Résolution	Perturbations		\mathcal{F}_{int}	Dissip.	Durée	Conditions initiales	Conditions aux limites	
		Ampl.	Grandeur					lim. basse	lim. haute
A	128×96×32	0	u, v, T	f(ϕ)	normale	5 ans	profil sans vent	sans friction	avec éponge
B	256×192×32	0	u, v, T	f(ϕ)	normale	1 an	A	sans friction	avec éponge
C	256×192×32	0	u, v, T	cste	normale	1 an	B	sans friction	avec éponge
D	256×192×32	0	u, v, T	f(ϕ)	normale	1 an	B	sans friction	avec éponge
E	256×192×32	0.5	u, v, T	f(ϕ)	normale	1 an	B	sans friction	avec éponge
F	256×192×32	1	u, v, T	f(ϕ)	normale	4400 j	B	sans friction	avec éponge
G	256×192×32	0.5	u, v, T	f(ϕ)	faible	1 an	profil sans vent	sans friction	avec éponge
H	360×270×32	0	u, v, T	cste	normale	5000 j	profil sans vent	sans friction	avec éponge
I	360×270×32	0	u, v, T	f(ϕ)	normale	5100 j	D	sans friction	avec éponge
J	360×270×32	0.1	u, v, T	f(ϕ)	normale	5000 j	profil sans vent	sans friction	avec éponge
K	360×270×32	0.5	u, v, T	f(ϕ)	normale	4500 j	profil sans vent	sans friction	avec éponge
L	360×270×32	1	u, v, T	cste	normale	5000 j	profil sans vent	sans friction	avec éponge
M	360×270×32	1	u, v, T	f(ϕ)	normale	3500 j	B	sans friction	avec éponge
N	360×270×32	1	u, v, T	f(ϕ)	forte	5000 j	profil sans vent	sans friction	avec éponge
O	360×270×32	0.5	u, v, T	f(ϕ)	normale	4500 j	K	sans friction	avec éponge
P	360×270×32	0	u, v, T	f(ϕ)	normale	4500 j	K	sans friction	avec éponge
Q	360×270×32	0.5	u, v, T	f(ϕ)	normale	4500 j	profil sans vent	avec friction	avec éponge
R	360×270×32	0.5	u, v, T	f(ϕ)	forte	3500 j	profil sans vent	sans friction	avec éponge
S	360×270×32	0.5	u, v, T	f(ϕ)	forte	3300 j	profil sans vent	sans friction	avec éponge
T	360×270×32	0.5	u, v, T	f(ϕ)	normale	4500 j	profil sans vent	sans friction	sans éponge
U	360×270×32	0.5	u, v	f(ϕ)	normale	4500 j	profil sans vent	sans friction	avec éponge
V	360×270×32	0.5	T	f(ϕ)	normale	4500 j	profil sans vent	sans friction	avec éponge
W	360×270×32	0.5	T	f(ϕ)	normale	4500 j	profil sans vent	sans friction	sans éponge
X	360×270×32	0.5	T	f(ϕ)	forte	4500 j	profil sans vent	sans friction	avec éponge

TAB. 2.1 – Table des simulations. Pour connaître le sens des indications données, se reporter aux sections 2.1 et 2.3.

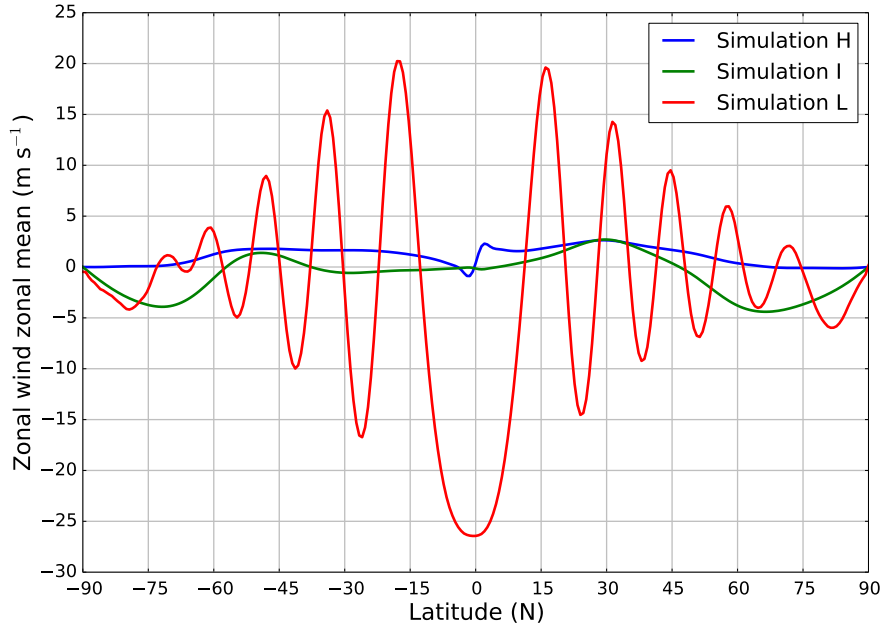


FIG. 2.2 – Effet des perturbations sur les jets à $p=0,8$ bar (simulations H, I et L)

2.3.2 Effet des perturbations

Si les perturbations sont nulles, on observe la mise en place d’une cellule de Hadley centrée sur l’équateur d’une largeur de 10° de latitude. Le vent zonal u est compris entre -2 et 3 m s^{-1} (simulation H). Bolton et al. (2017) ont expliqué les mesures de la concentration de NH_3 de Juno par la présence d’une cellule de Hadley (1.3.2) resserrée sur l’équateur. C’est un point de concordance entre des observations et la simulation, mais la faiblesse des vents simulés n’est pas réaliste et conduit à considérer par la suite uniquement les simulations avec perturbations.

Quand les perturbations ne sont pas nulles, des jets apparaissent en quelques centaines de jours joviens, d’abord à l’équateur puis à des latitudes de plus en plus élevées. Les jets sont alternativement progrades et rétrogrades et plus puissants d’un ordre de grandeur (jusqu’à 30 m s^{-1}) que les vents obtenus sans perturbation. Les perturbations sont indispensables pour faire apparaître les jets : ils n’apparaissent dans aucune simulation où l’amplitude des perturbations est nulle. Cependant, l’ajout de perturbations entraîne la disparition de la cellule de Hadley.

On remarque aussi, en comparant les simulations K, U et V, que seules les perturbations de T sont critiques. En effet, perturber uniquement les composantes zonale u et méridionale v de la vitesse (simulation U) ne permet pas aux jets d’émerger en moins d’une année jovienne alors que perturber uniquement la température T (simulation V)

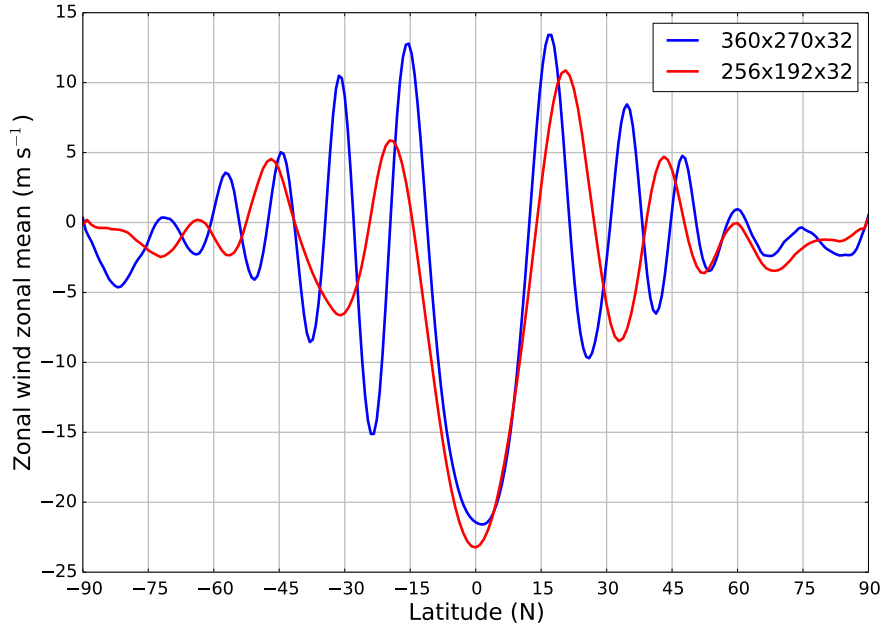


FIG. 2.3 – Effet de la résolution sur les jets à $p=0,8$ bar (simulations F et M)

produit les mêmes résultats que quand u , v et T sont perturbés (simulation K). Ainsi, perturber u et v ne fait qu'ajouter du bruit sans perturber l'écoulement moyen alors que perturber T correspond à une perturbation de la divergence et du rotationnel de u et v . Ce qui est *a posteriori* cohérent avec le fait que ce sont les tourbillons, donc des perturbations de la divergence et du rotationnel moyens de u et v , qui sont censés être la source d'énergie des jets dans les modèles superficiels.

2.3.3 Effet de la résolution

J'ai progressivement augmenté la résolution des simulations jusqu'à atteindre la limite des capacités calculatoires de LMDz, ce qui a fortement perturbé les jets. On a tracé en figure 2.3 la moyenne zonale (moyenne selon la longitude) de la vitesse zonale en fonction de la latitude à une pression de 0,8 bar pour les simulations F et M. Celles-ci sont identiques (même flux de chaleur interne, mêmes perturbations, mêmes conditions aux limites) à ceci près que la simulation F a une résolution de $256 \times 192 \times 32$ et la simulation M a une résolution de $360 \times 270 \times 32$. On constate qu'augmenter la résolution a eu pour effet d'affiner les jets, d'augmenter leur nombre et leur vitesse.

Les tourbillons sont résolus de la même façon dans chaque simulation car le changement de résolution en question ne permet pas de saut qualitatif dans la résolution des tourbillons (il faudrait une résolution de l'ordre de $1/2^\circ$). Donc la différence doit

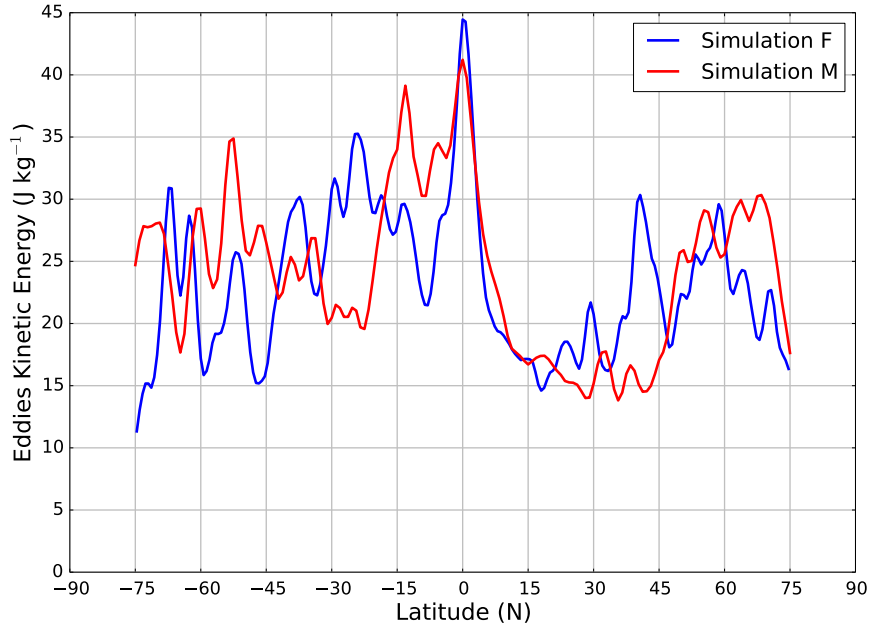


FIG. 2.4 – Énergie cinétique massique des tourbillons (simulations F et M)

provenir de la dissipation elle-même. En effet, s’il s’agissait d’un problème de résolution de tourbillons, l’absence d’une partie d’entre eux dans la simulation de plus faible résolution devrait faire diminuer l’énergie cinétique contenue dans les tourbillons. Or, la figure 2.4 indique que ce n’est pas le cas. Comme la dissipation est implémentée sous la forme d’un laplacien itéré, changer la résolution en conservant n et τ constant modifie la dissipation. Il est difficile de dissiper de la même façon à deux résolutions différentes, d’où l’importance d’étudier la sensibilité à ce paramètre.

Si c’est le cas ici, c’est parce que la dissipation agit principalement aux petites échelles, qui sont aussi les échelles des tourbillons. Si la résolution était significativement meilleure (résolution à $1/2^\circ$ ou mieux), on résoudreait suffisamment bien les tourbillons pour s’affranchir de cette dépendance du nombre et de la largeur des jets. Ce problème ne se pose pas dans les simulations de l’atmosphère de Saturne effectués avec un autre GCM, DYNAMICO, à des résolutions de $0,5^\circ$ et $0,25^\circ$ (Spiga et al. (2017)).

2.3.4 Effet de la dissipation

Sont tracées en figure 2.5 les moyennes zonales de la vitesse zonale en fonction de la latitude à $p = 0,8$ bar pour les simulations M et N. Celles-ci sont identiques sauf en ce qui concerne les valeurs des temps caractéristiques de dissipation τ (donnés dans la table 2.2) et leurs conditions initiales. L’impact des conditions initiales est très

Nom	Divergence		Rotationnel		Température	
	τ	n	τ	n	τ	n
M	2000	1	3000	2	3000	2
N	1000	1	1000	2	1000	2
R	1000	2	1000	3	1000	3
S	1000	2	1000	3	1000	3
X	1000	1	1000	2	1000	2

TAB. 2.2 – Valeurs des paramètres contrôlant la dissipation pour les simulations M, N, R et S (τ est donné en seconde). Toutes les simulations ont une résolution de $360 \times 270 \times 32$. Les simulations M et N ont une amplitude des perturbations de 1, les simulations R, S et X ont une amplitude des perturbations de 0,5.

faible sinon nul car les valeurs de la vitesse obtenues à la fin de la simulation B sont négligeables devant celles obtenues quand on ajoute des perturbations.

Augmenter la dissipation (*i. e.* diminuer la valeur du temps caractéristique) affaiblit les jets et les élargit légèrement, ce qui se voit mieux aux latitudes polaires. C’est l’effet attendu car augmenter la dissipation va davantage mélanger la quantité de mouvement et donc élargir les jets tout en diminuant leur amplitude.

Le code est particulièrement sensible à la valeur de n , l’ordre du laplacien (*cf.* 2.5). Les simulations R et S sont toutes deux devenues instables du fait de l’augmentation de sa valeur. Il est dommage que le terme de dissipation devienne instable quand n devient grand car on obtient des jets plus forts et un jet équatorial au profil plus large et plus proche des observations. Cette simulation préfigure des résultats pouvant être obtenus avec des résolutions plus fines.

2.3.5 Effet des autres paramètres

Le fait que le flux de chaleur interne soit une constante ou varie avec la latitude n’a pas d’effet sur le nombre et la largeur des jets dans les simulations où l’amplitude des perturbations est non nulle. Cela influence seulement leur intensité, qui est légèrement plus élevée de quelques m s^{-1} quand le flux de chaleur interne est constant.

Le fait de retirer la couche éponge ne modifie pas le nombre de jets ni leur latitude. Les vitesses sont néanmoins plus élevées aux faibles pressions mais légèrement plus faibles aux fortes pressions. C’est ce que l’on constate quand on compare les simulations K et T, qui diffèrent uniquement par la présence ou non d’une couche éponge pour une résolution de $360 \times 270 \times 32$ et des perturbations d’amplitude 0,5.

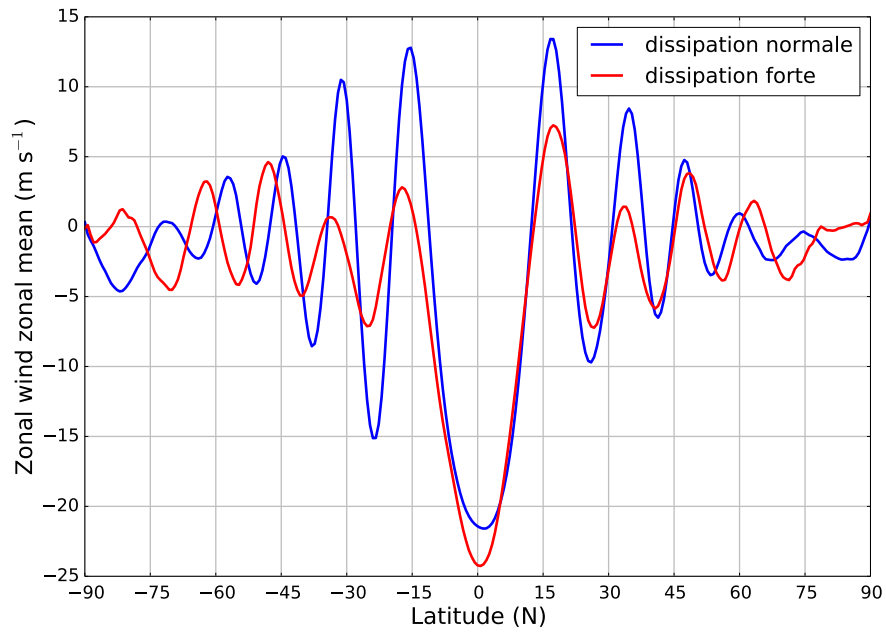


FIG. 2.5 – Effet du temps caractéristique de dissipation τ sur les jets à $p=0,8$ bar (simulations M et N)

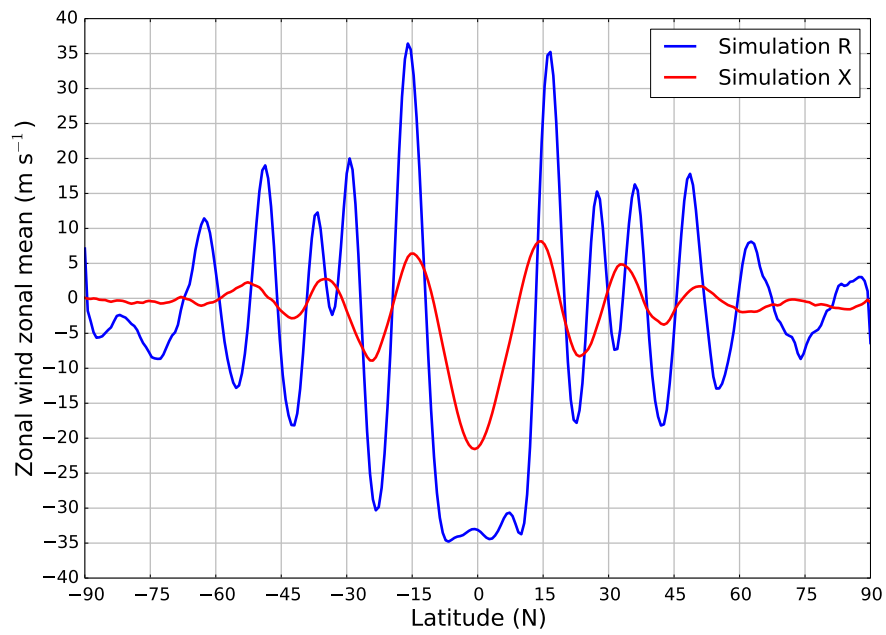


FIG. 2.6 – Effet de l'ordre n du laplacien sur les jets (simulations R et X)

Introduire la friction n'induit aucun changement à part celui de ralentir les jets situés aux latitudes où la friction est non nulle, ce qui est logique puisqu'on introduit un moyen supplémentaire de dissiper l'énergie.

De même, la combinaison de la friction et de la suppression de la couche éponge, afin de reprendre les mêmes conditions au limites que dans l'article de Liu & Schneider (2010), est sans effet notable sur les jets. Cela peut être dû à la résolution insuffisante des simulations (1° au mieux) qui ne permet pas de reproduire toutes les ondes obtenues par Liu & Schneider (2010), qui avaient une résolution de $0,5^\circ$ dans leurs simulations.

2.3.6 Bilan

L'analyse précédente nous permet de définir les paramètres d'une simulation de référence. Il s'agit de la simulation K. La résolution est de $360 \times 270 \times 32$, la plus élevée accessible avec les moyens de calculs actuels. L'amplitude des perturbations aléatoires est fixée à 0,5. On ne prend pas comme référence une simulation dont l'amplitude des perturbations vaut 1 car il s'agit d'un forçage trop violent (responsable de l'interruption prématurée de la simulation M). Le flux de chaleur interne dépend de la latitude mais, comme évoqué dans la section 2.3.5, cela n'a pas beaucoup d'incidence sur le résultat. Les conditions aux limites sont standards : couche éponge au sommet et pas de friction en bas. On prend comme condition initiale le profil sans vent décrit dans la section 2.1.2.

J'ai également effectué deux prolongations différents de la simulation de référence. La simulation O, pour laquelle tous les paramètres sont laissés inchangés, et la simulation P, où l'on supprime les perturbations en mettant leur amplitude à 0.

3. Analyse détaillée d'une simulation de référence

3.1 Simulation de référence

3.1.1 Profil du vent zonal

Dans la simulation de référence, se développent une vingtaine de jets, alternativement prograde et rétrograde, qui s'étendent verticalement de 3,5 bar à 3 mbar pour les plus hauts. Le jet équatorial est plus large que les autres (20° contre 7° de latitude en moyenne pour les autres), rétrograde entre 3,5 bar (pour les raisons évoquées dans la section 1.3.2) et 20 mbar et prograde au delà.

Comme on peut le voir dans la figure 3.2, le jet équatorial simulé a une vitesse maximale (en valeur absolue) de 30 m s^{-1} , ce qui est 5 fois plus faible que le jet observé dont la vitesse est de 150 m s^{-1} . Les autres jets simulés sont plus larges et moins rapides que ceux observés. Leurs vitesses (en valeur absolue) sont de 15 m s^{-1} proche de l'équateur puis décroissent à moins de 5 m s^{-1} aux latitudes moyennes. Les jets rétrogrades sont aussi forts que les jets progrades et il y a globalement une symétrie entre les deux hémisphères. Dans les observations, les jets sont plus rapides : 50 à 150 m s^{-1} près de l'équateur et 30 m s^{-1} aux latitudes moyennes. Ces jets sont en moyenne moins forts dans l'hémisphère Nord que dans l'hémisphère Sud. De plus, les jets rétrogrades observés sont 2 à 3 fois plus faibles que les jets progrades.

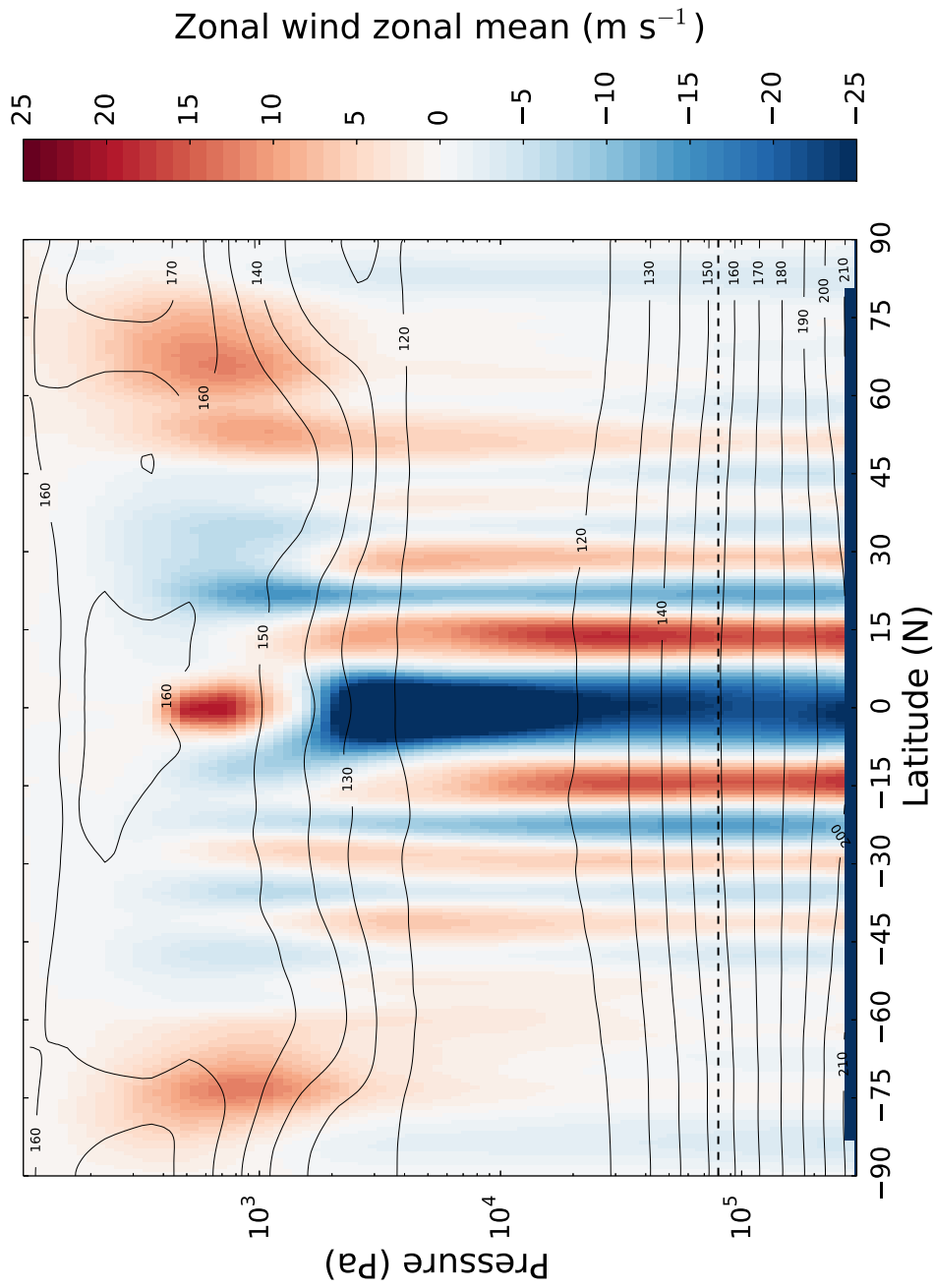


FIG. 3.1 – Moyenne zonale du vent zonal en fonction de la pression et de la latitude à la fin de la simulation de référence. Le trait pointillé marque la limite entre les niveaux de pression qui subissent les perturbations aléatoires en température et en vitesse ($p > 0,8$ bar) et les niveaux non perturbés ($p < 0,8$ bar). Les lignes continues sont les isothermes (en K).

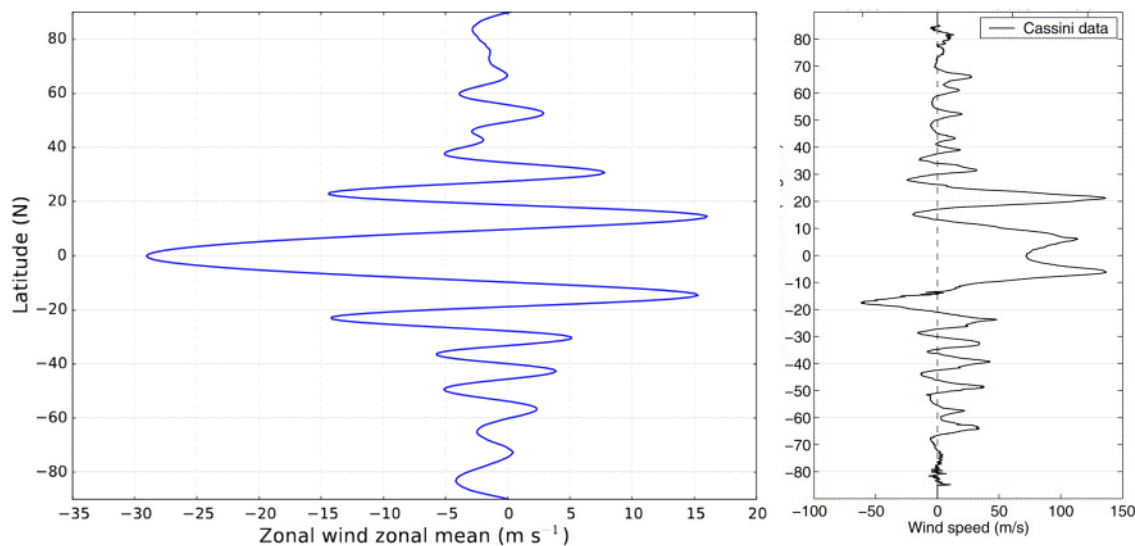


FIG. 3.2 – Moyenne zonale du vent zonal à $p=0,8$ bar après 4500 jours joviens (à gauche) comparée aux observations Cassini (à droite, figure tirée de Heimpel & Aurnou (2007))

Ainsi, bien que la résolution du modèle soit proche du rayon de déformation de Rossby (*cf.* section 1.3), on arrive à obtenir rapidement des jets alternativement progrades et rétrogrades, en nombre proche de ce qui est observé sur Jupiter. Le modèle ne produit cependant ni un jet équatorial prograde, ni des vents assez rapides. Notons que l'équilibre n'est pas atteint, même à la fin de la simulation O comme on peut le voir sur la figure 3.4, et que les jets continuent d'accélérer mais très lentement. Il faut également noter l'absence de grands vortex, qui devraient normalement être reproduits par le GCM.

3.1.2 Migration des jets

Si on observe l'évolution du profil méridional du vent zonal au cours du temps (*cf.* figure 3.4), on remarque que les jets migrent de l'équateur vers les pôles de quelques degrés de latitude. La migration des jets a été discutée par exemple par Chemke & Kaspi (2015). Ils obtiennent dans leurs simulations des jets qui migrent vers des latitudes de plus en plus polaires jusqu'à leur destruction et sont sans cesse remplacés par des nouveaux qui se forment à partir du jet équatorial.

Ici, les jets ne se détachent pas du jet équatorial mais se forment à côté puis migrent. La durée de simulation (0,85 année jovienne en combinant les simulations K et O) ne permet pas de savoir si la migration s'arrête quand les jets ont atteint une position d'équilibre ou s'ils migrent jusqu'à leur destruction comme dans les simulations de Chemke & Kaspi (2015) (voir figure 3.4). Le fait qu'ils migrent de plus en plus lentement favorise néanmoins la première hypothèse.

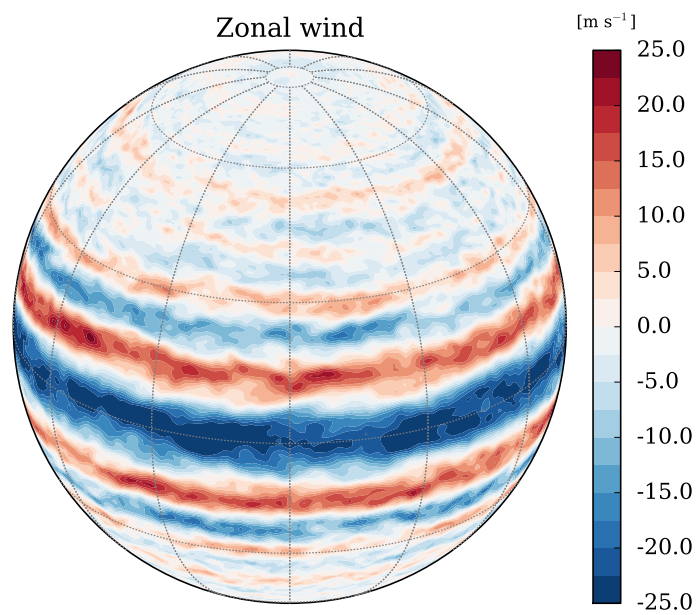


FIG. 3.3 – Moyenne zonale du vent zonal à $p=0,8$ bar après 4500 jours joviens

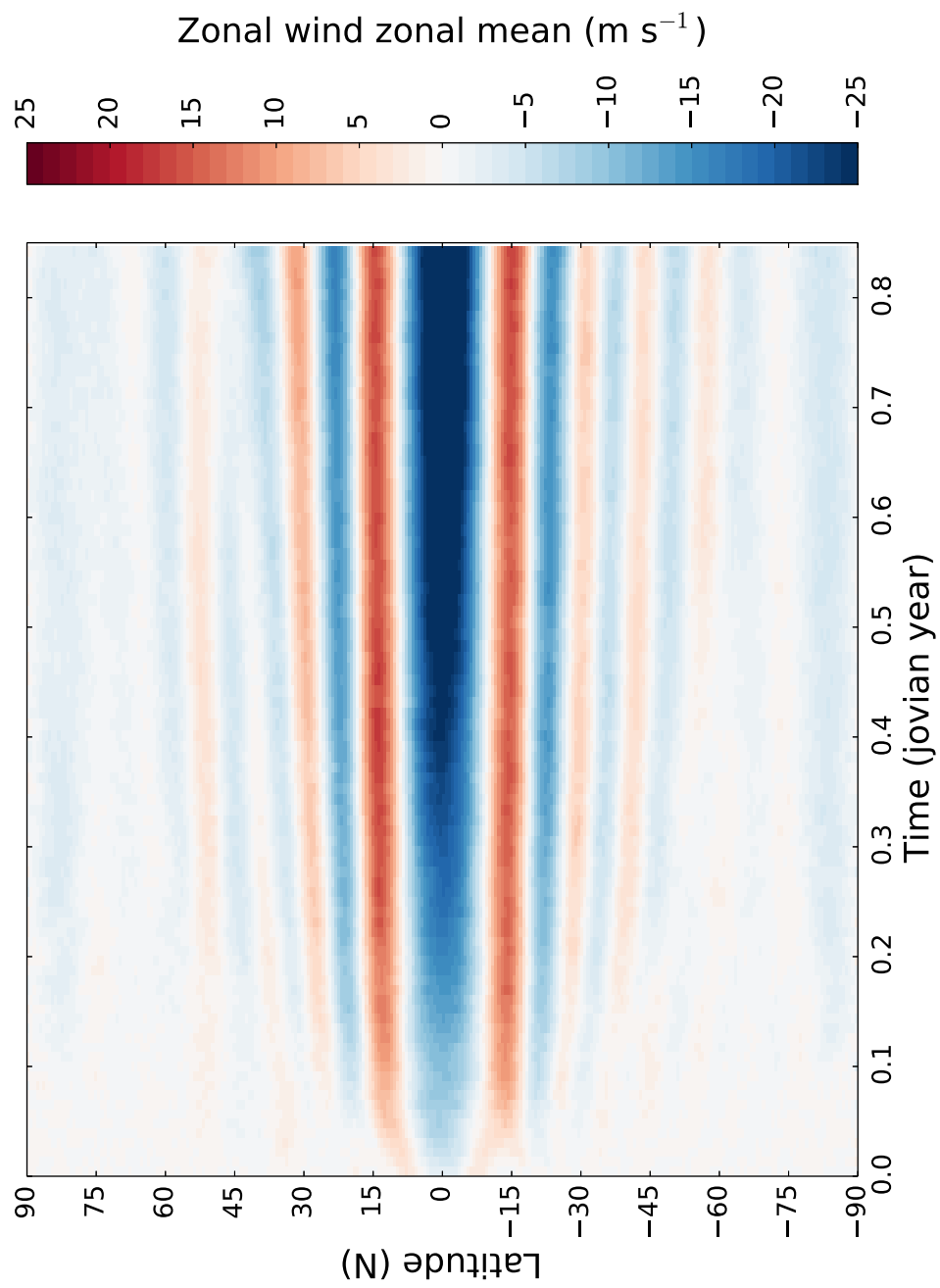


FIG. 3.4 – Diagramme de Hovmöller latitude-temps pour la simulation de référence K et sa prolongation O

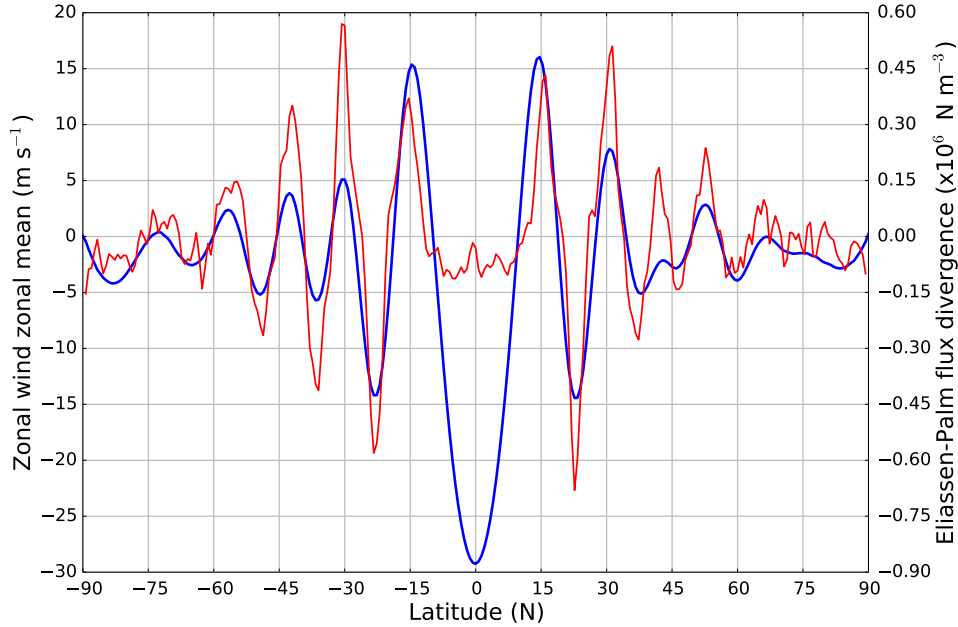


FIG. 3.5 – Simulation O : vent zonal (bleu) et divergence du flux d’Eliassen-Palm (rouge) moyennés sur le temps et la longitude, à $p=0,8$ bar

3.2 Analyse quantitative de la simulation référence

3.2.1 Origine des jets modélisés dans la troposphère

On cherche à comprendre l’origine des jets. Pour cela, on va s’intéresser au flux d’Eliassen-Palm. Sa divergence va nous indiquer si les tourbillons accélèrent le flux zonal moyen vers l’est ou l’ouest, comme démontré dans la partie 2.2.1. On obtient les profils de la moyenne zonale du vent zonal auquel on a superposé la valeur de la divergence du flux d’Eliassen-Palm pour les deux prolongations de la simulation de référence en figures 3.5 (simulation O) et 3.6 (simulation P).

Sur la figure 3.5, on voit que la divergence du flux d’Eliassen-Palm $\vec{\nabla} \cdot \vec{F}_\phi$ est fortement corrélée à la vitesse des jets. Une valeur positive de la divergence du flux d’Eliassen-Palm implique une accélération des jets vers l’est (u croissant) par les tourbillons et une valeur négative implique une accélération vers l’ouest (u décroissant). On en déduit que les tourbillons contribuent à la structure alternativement prograde et rétrograde des jets. Le modèle parvient donc à reproduire la cascade inverse qui transfère l’énergie des tourbillons aux jets, mais cela ne dit pas si le transfert est suffisant pour alimenter à lui seul les jets.

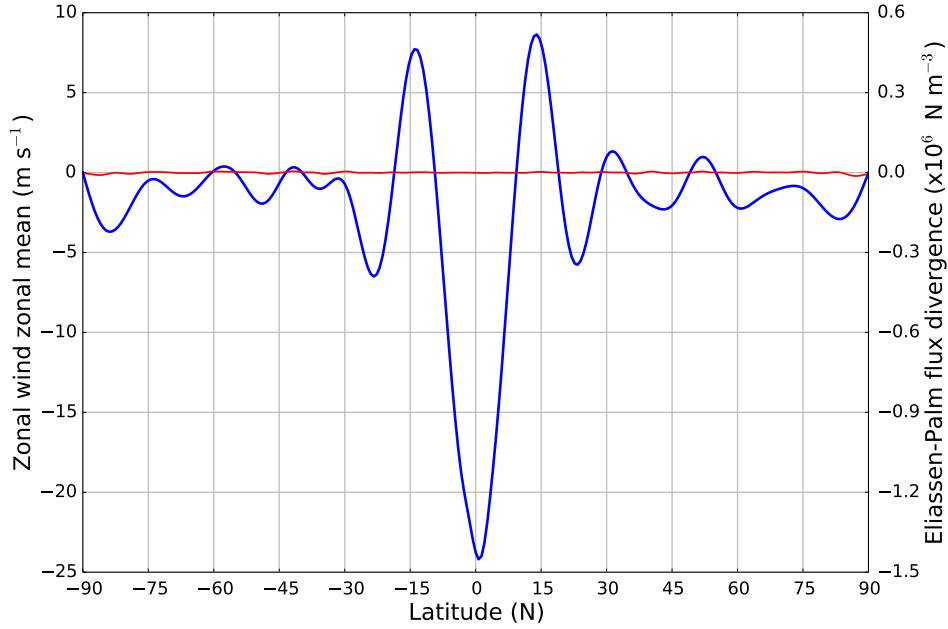


FIG. 3.6 – Simulation P : vent zonal (bleu) et divergence du flux d’Eliassen-Palm (rouge) moyennés sur le temps et la longitude, à $p=0,8$ bar

De plus, la présence de légers écarts en latitude entre les pics de la divergence du flux d’Eliassen-Palm et les pics de la vitesse zonale u explique pourquoi les jets migrent vers les pôles : les tourbillons accélèrent plus efficacement les jets sur leur bord orienté vers le pôle que sur leur bord orienté vers l’équateur.

Cependant, les tourbillons résolus dans les conditions de notre modèle ne peuvent être à l’origine du jet équatorial. En effet, ce dernier étant le plus rapide, il devait correspondre au pic le plus important de la divergence du flux d’Eliassen-Palm. Or, le forçage résultant des tourbillons y est faible. Cela tient au fait que le gradient de la force de Coriolis est faible à proximité de l’équateur, pénalisant la formation des tourbillons qui alimentent les jets. Le jet formé à l’équateur est issu d’une circulation thermique directe (*cf.* section 1.3.2).

La comparaison des figures 3.5 et 3.6 permet d’affirmer que ce sont les perturbations qui génèrent les tourbillons. Si on cesse de perturber la température (*cf.* 2.3.2), il n’y a plus de tourbillons et la divergence du flux d’Eliassen-Palm devient négligeable (deux ordres de grandeur plus faible que dans la simulation avec perturbations). Sur la figure 3.7, l’échelle a été adaptée pour montrer que la corrélation entre u et $\vec{\nabla} \cdot \vec{F}_\phi$ est moins bonne. L’affaiblissement des jets dû à l’arrêt des perturbations laisse penser que les tourbillons sont le principal moteur des jets.

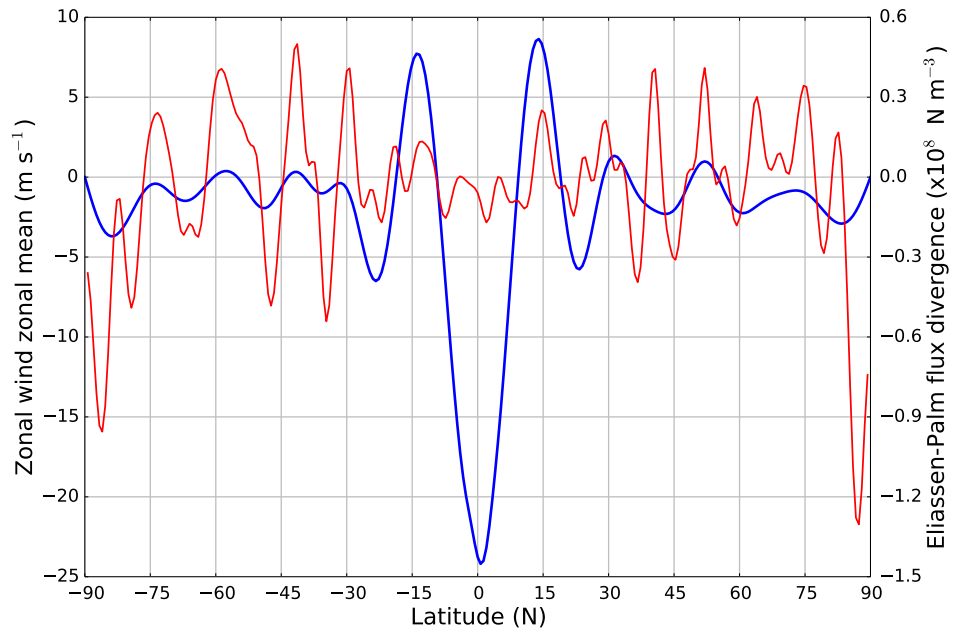


FIG. 3.7 – *Idem* que figure 3.6 mais en changeant l'échelle de l'axe de droite

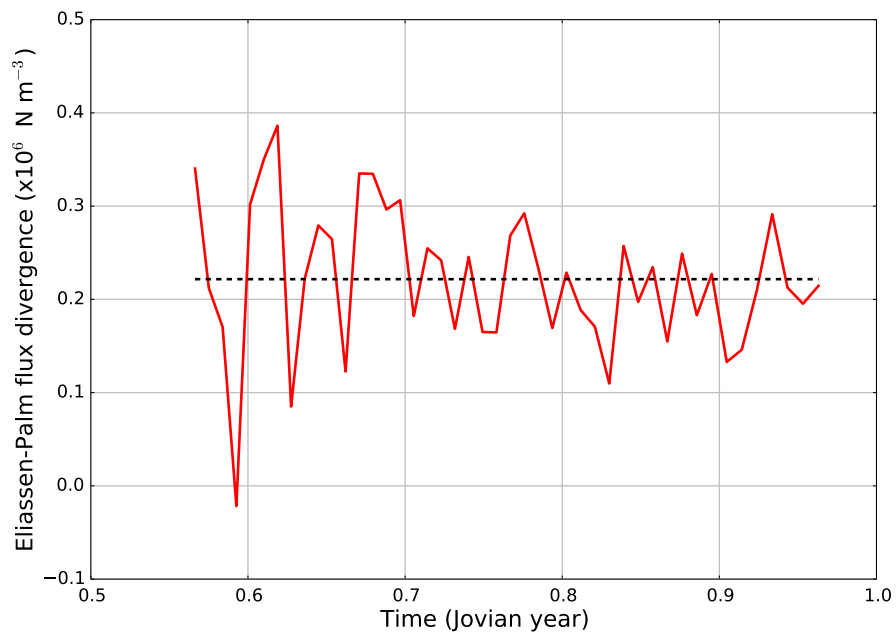


FIG. 3.8 – Divergence du flux d'Eliassen-Palm en fonction du temps pour le jet compris entre 9° et 18° de latitude nord. La valeur moyenne est $2,2 \cdot 10^{-7} \text{ N m}^{-3}$ (trait pointillé)

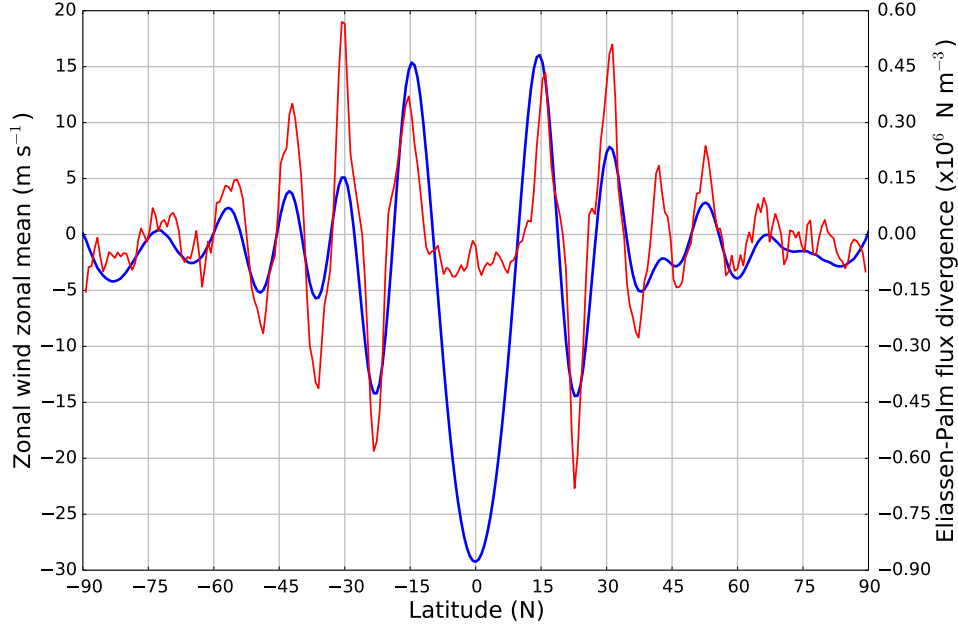


FIG. 3.9 – Simulation O : vent zonal (bleu) et divergence du flux d’Eliassen-Palm (rouge) moyennés sur le temps et la longitude, à $p=7$ mbar

Pour vérifier cette hypothèse, on s’intéresse à la variation de vitesse des jets qui serait observée si la divergence du flux d’Eliassen-Palm était la seule force. On fait le calcul pour le jet prograde qui s’étend de 9 à 18° de latitude Nord (*cf.* figure 3.8). Sur toute la durée de la simulation de référence, cela correspondrait à une augmentation de la vitesse de 329 m s^{-1} à $p = 0,8$ bar en utilisant la formule suivante :

$$\Delta \bar{u}_{\text{tourbillons}} = \frac{\Delta t \nabla \cdot \vec{F}_\phi}{\rho}$$

Évidemment, d’autres forces agissent sur le fluide et résiste au mouvement, comme le montre le ralentissement des jets dans la simulation P. Mais la valeur importante de la vitesse que l’on obtiendrait si seuls les tourbillons agissaient montre qu’ils peuvent être à eux seuls la source d’énergie des jets. $\Delta \bar{u}$ étant proportionnel au temps Δt , plus on intègre sur une grande durée, plus la valeur de $\Delta \bar{u}$ sera grande. Comme les jets ne cessent d’accélérer de manière constante pendant toute la durée de la simulation de référence, il n’est pas absurde de prendre la durée totale de la simulation comme valeur de Δt .

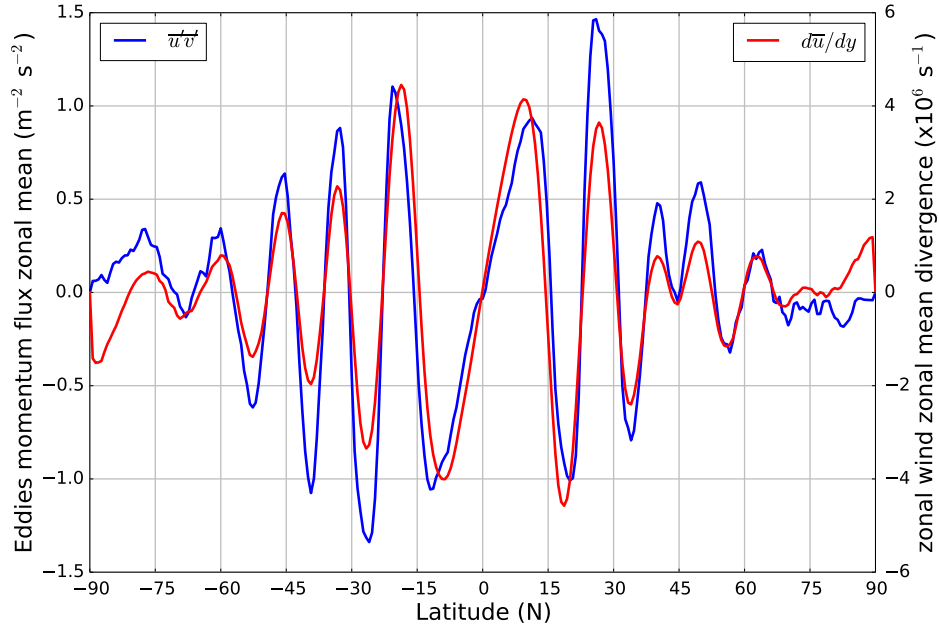


FIG. 3.10 – Simulation O : $\overline{u'v'}$ (bleu) et $\frac{d\bar{u}}{dy}$ (rouge) moyennés sur le temps et la longitude, à $p = 0,8$ bar

3.2.2 Taux de conversion de l'énergie cinétique

Toujours dans l'optique de comparer les résultats du modèle aux observations, on va déterminer la valeur du taux de conversion de l'énergie cinétique des tourbillons vers les jets par unité de masse $c = C/\rho = \frac{d\bar{u}}{dy}\overline{u'v'}$ (cf. 2.2.2). La valeur de ce taux a été déterminée par Salyk et al. (2006) à partir des observations Cassini et estimé entre $7,1 \times 10^{-5}$ et $12,3 \times 10^{-5}$ W kg⁻¹ en moyenne pour les latitudes comprises en 60° Sud et 60° Nord.

On trouve $C = 1,5 \cdot 10^{-6}$ W kg⁻¹ avec la simulation O, ce qui est deux ordres de grandeur en dessous de la valeur de Salyk et al. (2006). Cette différence peut provenir du produit $\overline{u'v'}$ ou bien du gradient méridional de vitesse $\frac{d\bar{u}}{dy}$, qui ont été tracés en figure 3.10.

On remarque que les ordres de grandeur de $\overline{u'v'}$ et $\frac{d\bar{u}}{dy}$ sont respectivement de $5 \cdot 10^{-1}$ m² s⁻² et de $2 \cdot 10^{-6}$ s⁻¹. Ils sont tous les deux inférieurs d'environ un ordre de grandeur aux valeurs obtenus par Salyk et al. (2006). La différence en $\frac{d\bar{u}}{dy}$ signifie que les jets ne sont pas assez "piqués" (cf. section 3.1.1). Cela peut être lié à la faible résolution du modèle : cela limite la finesse de la transition entre deux jets successifs. Enfin, l'absence des plus petits tourbillons réduit l'efficacité du transport massique

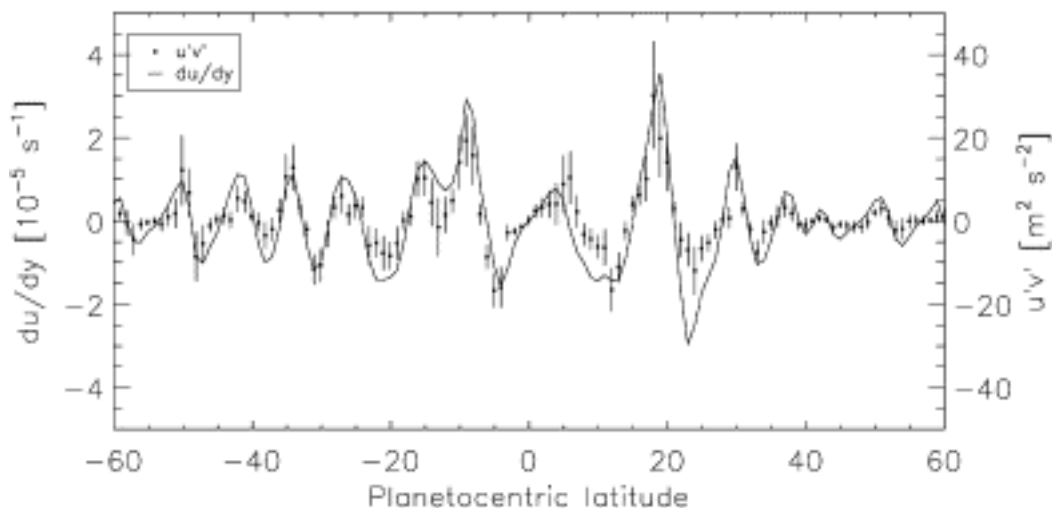


FIG. 3.11 – Résultats de Salyk et al. (2006) pour $\overline{u'v'}$ (points) et $\frac{d\bar{u}}{dy}$ (trait plein)

d'impulsion $\overline{u'v'}$.

La corrélation entre $\overline{u'v'}$ et $\frac{d\bar{u}}{dy}$ est une preuve supplémentaire que ce sont les tourbillons qui alimentent les jets, et non les jets qui contraignent les tourbillons (Del Genio & Barbara (2012)). La valeur du coefficient de corrélation pour la simulation O est de 0,89. Cette corrélation positive a été remarqué par Salyk et al. (2006) dans les données Cassini, bien qu'ils obtiennent un coefficient de corrélation de 0,56 dans leur analyse nominale.

En utilisant les résultat de la simulation R, qui a tourné pendant 3500 jours joviens avant de s'arrêter pour cause d'instabilités numériques, on trouve $C = 6,7 \cdot 10^{-6} \text{ W kg}^{-1}$. Cette valeur plus importante que dans la simulation O est due à la fois à la présence de jets plus piqués et à un plus grand transfert de moment par les tourbillons. En effet, $\frac{d\bar{u}}{dy}$ et $\overline{u'v'}$ sont respectivement plus grand d'un facteur 6 et 7 en moyenne dans la simulation R que dans la simulation O (*cf.* figure 3.13). Ce résultat plus proche de la réalité bien que toujours un ordre de grandeur inférieur aux mesures de Salyk et al. (2006). Il s'explique par le fait qu'augmenter l'ordre d'itération du laplacien augmente davantage la dissipation aux petites échelles qu'aux grandes échelles. Cela compense l'absence des plus petits tourbillons, non résolus, qui dissipent aussi de l'énergie vers les petites échelles par cascade turbulente.

3.2.3 Origine des jets modélisés dans la stratosphère

Le modèle LMDz permet aussi d'étudier la stratosphère. Trois jets progrades s'y développent aux latitudes -72 , 0 et 68° Nord. Les deux jets polaires (-72 et 68° de

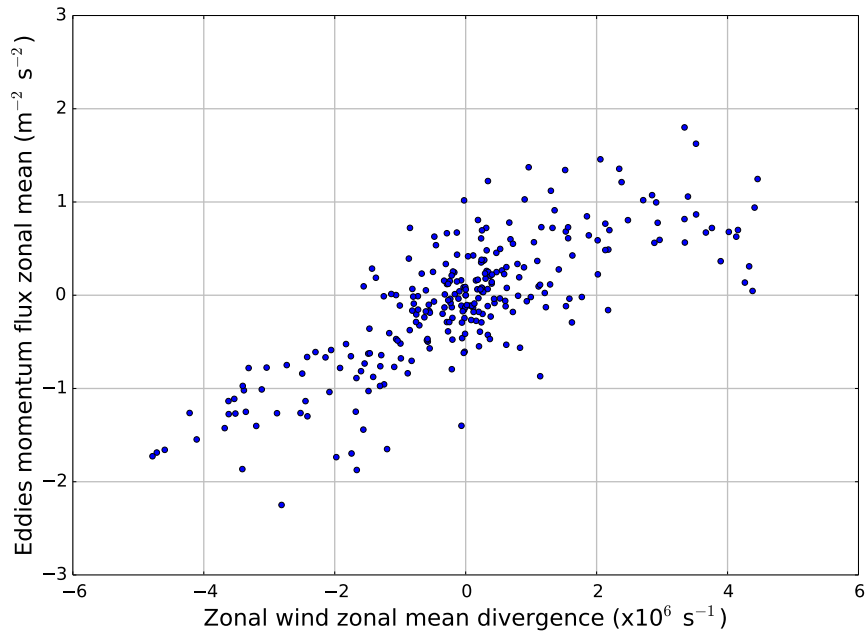


FIG. 3.12 – $\overline{u'v'}$ en fonction de $\frac{d\overline{u}}{dy}$ à $p = 0,8$ bar (simulation O)

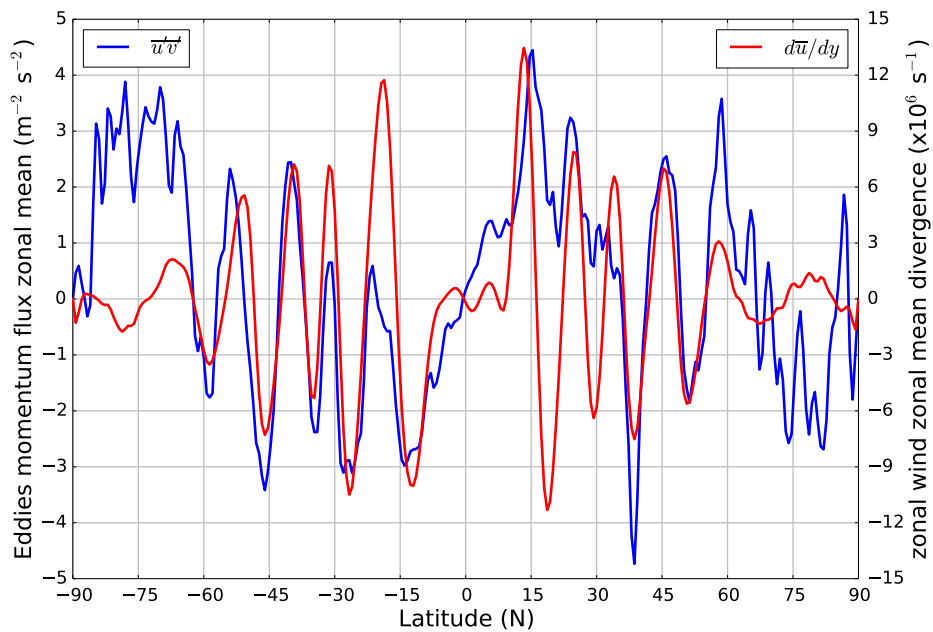


FIG. 3.13 – Simulation R : $\overline{u'v'}$ (bleu) et $\frac{d\overline{u}}{dy}$ (rouge) moyennés sur le temps et la longitude, à $p = 0,8$ bar

latitude Nord) sont en équilibre avec un gradient de température selon l'équation du vent thermique :

$$2\Omega \sin(\phi) \frac{\partial u}{\partial p} = \frac{R}{M} \frac{\partial T}{p \partial y} \quad (3.1)$$

où Ω est la vitesse angulaire de rotation de Jupiter, u le vent zonal, T la température, ϕ la latitude, p la pression, R la constante molaire des gaz parfait, M la masse molaire de l'atmosphère et y la coordonnée nord-sud dans l'approximation plane. Si la température augmente quand on se rapproche des pôles, alors le vent zonal u doit augmenter avec l'altitude (*i. e.* diminuer avec la pression). C'est ce qu'on observe sur la figure 3.1).

Cette relation entre $\frac{\partial u}{\partial p}$ et $\frac{\partial T}{\partial y}$ est obtenue en injectant l'équation d'état d'un gaz parfait et l'équilibre hydrostatique dans l'approximation quasi-géostrophique de la conservation de l'impulsion. Cette explication est valable proche des pôles pour une planète à rotation rapide comme Jupiter mais ne l'est pas pour le jet équatorial car la force de Coriolis est nulle à l'équateur. Pour ce jet, la situation est plus compliquée. Le flux d'Eliassen-Palm est assez faible aux latitudes équatoriales dans la stratosphère donc on ne peut pas conclure aussi facilement que dans la section précédente. Plusieurs facteurs doivent être à l'origine de ce jet.

Ce jet équatorial stratosphérique a été détecté indirectement par les mesures du spectromètre CIRS de Cassini (Flasar et al. (2004)). Cependant, ce jet est censé former une oscillation équatoriale (QQO pour *Quasi Quadriennial Oscillation*, cf. Li & Read (2000)) qui se propage verticalement. Cette propagation n'est pas reproduite par le modèle.

4. Conclusion et perspectives

4.1 Bilan

La question du forçage responsable de la structure des jets sur Jupiter est encore ouverte. J'ai adopté le point de vue des modèles superficiels en utilisant le modèle LMDz, dont j'ai étudié la sensibilité à de nouveaux paramètres comme la dissipation ou les perturbations. J'ai également cherché à reproduire la structure des jets dans l'atmosphère de Jupiter, en me concentrant principalement sur la troposphère, et à déterminer précisément leur origine. De plus, les simulations ont été confrontées aux résultats observationnels de Salyk et al. (2006).

L'étude de la sensibilité du modèle à un certain nombre de paramètres a permis d'identifier l'importance de la dissipation de l'énergie aux petites échelles. Son influence est directement liée à la façon dont elle est implémentée : elle devient instable quand l'ordre du laplacien itéré est grand. De plus, changer la résolution affecte la dissipation. Il est alors difficile de trouver les bonnes valeurs des paramètres n et τ à une résolution donnée pour dissiper pareillement à une autre simulation de résolution différente. Le flux de chaleur interne, qu'il soit constant ou variable selon la latitude, comme la présence ou non d'une couche éponge au sommet ou d'une friction à la base du modèle n'ont pas une grande influence sur les jets.

Avec le GCM LMDz, on peut obtenir rapidement des jets alternativement progrades et rétrogrades à condition d'ajouter des perturbations aléatoires symbolisant les nuages convectifs et la turbulence qui ne peut se développer seule à une résolution de l'ordre du degré. Ces jets ont une origine qui a été clairement identifiée grâce à la divergence du flux d'Eliaassen-Palm. Ce sont les perturbations de la température qui créent les tourbillons, qui alimentent à leur tour les jets par cascade inverse que le modèle parvient à reproduire malgré sa relativement faible résolution. Le modèle permet donc de rendre compte de l'alternance des jets sur Jupiter mais pas encore de leur vitesse, conséquence logique d'une activité de forçage par les tourbillons plus faible que ce qui est observé par Cassini (Salyk et al. (2006)).

Le travail réalisé a permis de comprendre tout d'abord qu'un modèle superficiel, moyennant quelques modifications, est suffisant pour rendre compte de la structure des

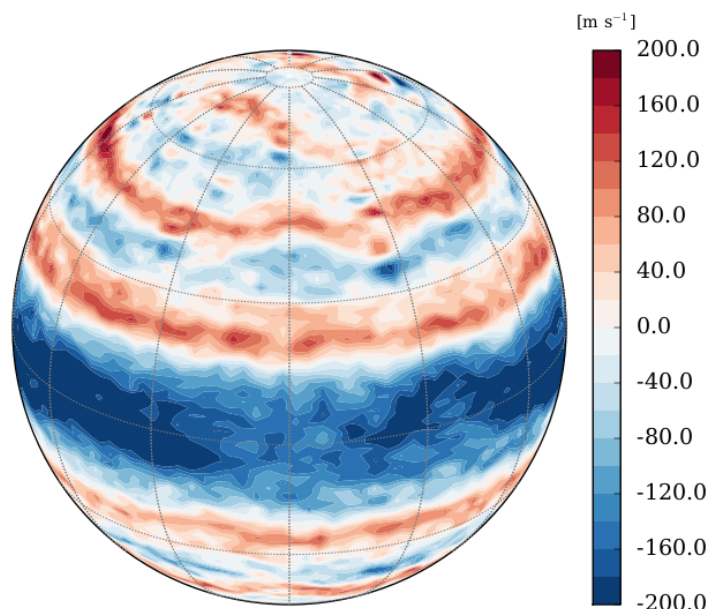


FIG. 4.1 – Vent zonal en fonction de la latitude et de la longitude à $p = 0,8$ bar et après 11000 jours joviens. Simulation DYNAMICO avec une résolution de $0,5^\circ$, une dissipation faible ($\tau = 10^4$ s) et les valeurs des autres paramètres prises égales à celles de la simulation de référence.

jets sur Jupiter aux moyennes latitudes. Deuxièmement, la présence d’une subrotation au lieu d’une superrotation à l’équateur de Jupiter, phénomène déjà constaté (Liu & Schneider (2010), Lian & Showman (2010), Heimpel & Aurnou (2007)), demeure le principal point faible des modèles superficiels. Troisièmement, une résolution de 1° est clairement insuffisante en ne permettant pas de résoudre les tourbillons les plus petits, ce qui explique peut-être pourquoi les jets obtenus sont si faibles comparés aux observations de Jupiter.

4.2 Perspectives

La résolution peut être améliorée en recourant au nouveau cœur dynamique du LMD, DYNAMICO (Dubos et al. (2015)). DYNAMICO a l’avantage d’utiliser une grille icosahédrique adaptée au calcul massivement parallèle et un schéma d’intégration plus stable et plus précis que celui du modèle LMDz. En figure 4.1, on peut voir le résultat d’une simulation DYNAMICO résolu au demi-degré. Les valeurs des paramètres sont identiques à celles de la simulation de référence sauf pour le temps caractéristique de dissipation, qui vaut 10000 s. Il n’est pas nécessaire de dissiper autant que dans une simulation résolue au degré car les tourbillons jouent également ce rôle. On constate

que les vitesses des jets simulés sont bien plus importantes que dans les simulations LMDz et proches des valeurs observées (de l'ordre de la centaine de m s^{-1}). On remarque aussi la présence de tourbillons aux latitudes élevées, ce qui est cohérent avec les observations, qui montrent des pôles turbulents. Il y a cependant moins de jets que dans les simulations LMDz : on en compte 7 ici contre au moins 16 dans la simulation de référence. De plus, le jet équatorial est toujours prograde, avec une vitesse encore plus négative.

Simuler les nuages convectifs par des perturbations aléatoires uniformes sur l'ensemble de la surface, bien que restreintes aux niveaux de pression où ils sont effectivement observés, ne tient pas compte du fait que ces nuages sont observés presque exclusivement dans les ceintures. C'est une piste d'amélioration du modèle. Comme ce sont les tourbillons qui transfèrent leur énergie aux jets par cascade inverse, une distribution inhomogène des perturbations pourrait ralentir plus efficacement certains jets et accélérer les autres eut expliquer en partie pourquoi les jets obtenus sont si faibles. De plus, la valeur de la perturbations en température pourrait être calculée à partir d'une modélisation plus complète du relâchement de chaleur latente prenant en compte le rapport de mélange et la saturation de la molécule qui condense. Dans ce cas, il faudrait peut-être également augmenter la profondeur du modèle car le relâchement de chaleur latente de l'eau domine celui de l'ammoniac et a lieu vers $p = 10$ bar de profondeur.

Enfin, la mesure de harmoniques du champ de gravité par Juno va permettre de contraindre la profondeur des jets (Kaspi et al. (2017)) et donc de mieux contraindre les modèles de l'atmosphère de Jupiter. De même, l'étude du champ magnétique de Jupiter renseignera sur l'effet dynamo qui en est la source et aura une influence au moins sur les modèles profonds en fixant la profondeur à laquelle s'opère la friction. La mission Juno a déjà fourni un certain nombre d'informations, notamment sur la composition de l'atmosphère et le transport de traceurs tels que l'ammoniac (Bolton et al. (2017)).

Bibliographie

- Andrews, D. G., Holton, J. R., & Leovy, C. B. 1987, Middle atmosphere dynamics.
- Aurnou, J., Heimpel, M., Allen, L., King, E., & Wicht, J. 2008, *Geophysical Journal International*, 173, 793
- Bagenal, F., Dowling, T. E., & McKinnon, W. B. 2004, *Jupiter : the planet, satellites and magnetosphere*
- Bolton, S. J., Adriani, A., Adumitroaie, V., et al. 2017, *Science*, 356, 821
- Busse, F. H. 1976, *Icarus*, 29, 255
- Chemke, R. & Kaspi, Y. 2015, *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 7, 1457
- Del Genio, A. D. & Barbara, J. M. 2012, *Icarus*, 219, 689
- Dubos, T., Dubey, S., Tort, M., et al. 2015, *Geoscientific Model Development*, 8, 3131
- Flasar, F. M., Kunde, V. G., Achterberg, R. K., et al. 2004, *Nature*, 427, 132
- Forget, F., Hourdin, F., Fournier, R., et al. 1999, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 104, 24155
- Friedson, A. J. & Moses, J. I. 2012, *Icarus*, 218, 861
- Guerlet, S., Spiga, A., Sylvestre, M., et al. 2014, *Icarus*, 238, 110
- Guillot, T. 2005, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 33, 493
- Heimpel, M. & Aurnou, J. 2007, *Icarus*, 187, 540
- Hourdin, F., Grandpeix, J.-Y., Rio, C., et al. 2013, *Climate Dynamics*, 40, 2193
- Ingersoll, A. P. 1990, *Science*, 248, 308
- Ingersoll, A. P., Muench, G., Neugebauer, G., et al. 1975, *Science*, 188, 472
- Kaspi, Y., Guillot, T., Galanti, E., et al. 2017, in press

- Lebonnois, S., Hourdin, F., Eymet, V., et al. 2010, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 115, E06006
- Li, X. & Read, P. L. 2000, *Planetary and Space Science*, 48, 637
- Lian, Y. & Showman, A. P. 2010, *Icarus*, 207, 373
- Little, B., Anger, C. D., Ingersoll, A. P., et al. 1999, *Icarus*, 142, 306
- Liu, J. & Schneider, T. 2010, *Journal of Atmospheric Sciences*, 67, 3652
- Porco, C. C., West, R. A., McEwen, A., et al. 2003, *Science*, 299, 1541
- Salyk, C., Ingersoll, A. P., Lorre, J., Vasavada, A., & Del Genio, A. D. 2006, *Icarus*, 185, 430
- Sanchez-Lavega, A., L., S., Showman, A., et al. 2017, *accepté*
- Spiga, A., Guerlet, S., Meurdesoif, Y., et al. 2017, *en préparation*