

**THÈSE DE DOCTORAT DE
L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

Spécialité

Météorologie, Océanographie et Environnement

(École Doctorale des Sciences de l'Environnement d'Île-de-France)

Présentée par

Pauline Maury

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Sujet de la thèse :

ONDES DANS LA BASSE STRATOSPHERE ÉQUATORIALE

soutenance ?

devant le jury composé de :

Mme. Pascale BOURUET-AUBERTOT	Présidente du jury
Mme. Elisa MANZINI	Rapporteur
M. Daniel CARIOLLE	Rapporteur
Mme. Chantal STAQUET	Examineur
M. Francis CODRON	Examineur
M. Alain HAUCHECORNE	Invité
M. François LOTT	Directeur de thèse

Cette thèse a été préparée au sein du :

Laboratoire de Météorologie Dynamique
Ecole Normale Supérieure
24, rue Lhomond
75231 Paris Cedex 05
France

Résumé

Nous étudions les ondes de Kelvin et de Rossby gravité qui dominent la variabilité synoptique dans la basse stratosphère équatoriale. Avec les ondes de gravité d'échelles plus courtes, ces ondes équatoriales forcent l'Oscillation Quasi Biennale (OQB).

Dans les données, nous montrons que ces ondes sont en partie émises par les ondes équatoriales couplées à la convection dans la troposphère. Comme ces ondes couplées sont souvent faibles dans les Modèles de Circulation Générale de l'Atmosphère (MCGA), et nous prenons l'exemple du MCGA LMDz, ceux-ci ont tendance à sous-estimer les ondes dans la stratosphère. Nous montrons aussi qu'il existe d'autres forçages que la convection équatoriale, et provenant des tropiques et des régions tempérées. Ces mécanismes sont dominants dans LMDz, mais aussi présents dans les données, comme l'illustre le phénomène de recharge stratosphérique que nous mettons en évidence.

La relation entre variabilité des précipitations et les ondes équatoriales est aussi abordée dans le cadre des simulations faites par l'IPSL pour CMIP5. Nous montrons en particulier, qu'il existe une relation significative entre l'ENSO et le forçage des ondes de Kelvin vers la stratosphère, mettant ainsi en évidence un lien possible entre l'ENSO et la QBO.

Pour améliorer les ondes de Kelvin et de Rossby gravité dans LMDz, nous avons enfin augmenté la résolution verticale du modèle et ajouté une paramétrisation stochastique des ondes de gravité dues à la convection. Dans cette configuration, le modèle produit une QBO, et cette amélioration de l'état moyen du modèle par les ondes de gravité fait qu'il simule mieux les ondes équatoriales dans la basse stratosphère.

Mots clés : Ondes équatoriales, Ondes de gravité, Oscillation Quasi Biennale, Convection, Modèle de Circulation Générale, Paramétrisation

Abstract

We study the Kelvin and Rossby gravity waves that dominate the synoptic variability in the lower equatorial stratosphere. Together with the gravity waves of much shorter scale, they force the Quasi-Biennial Oscillation (QBO).

In observational datasets, we show that these large-scale waves are in part produced during the life cycle of the convectively coupled waves in the troposphere. As these convectively coupled waves are often underestimated in Atmospheric General Circulation Models (AGCMs), and we take as representative the LMDz model, these models can have a tendency to underestimate the equatorial waves in the stratosphere. We also show that these waves can have other sources than the convection in the equatorial regions, and can come from the subtropics and mid-latitudes. These sources are dominant in LMDz, but also present in observations, as illustrated by the «stratospheric reloading» phenomenon we have found.

The relation between the precipitations variability and the stratospheric equatorial waves is also analysed in the CMIP5 simulations done at IPSL. In this context, we show that there exist a significant relation between the stratospheric Kelvin waves signal, and the ENSO. This show that there are potential relations between the ENSO and the QBO, at least in models.

To improve the Kelvin and the Rossby gravity waves in LMDz, we have then decreased its vertical gridspacing and introduced a stochastic parameterization of the internal gravity waves due to convection. In this set-up, the model produces a QBO, and this improvement of the model zonal mean state makes that it simulates better the equatorial waves in the lower stratosphere.

Key words : Equatorial Waves, Gravity Waves, Qusi Biennal Oscillation, Convection, Global Circulation Model, Quasi-Biennial Oscillation, Parameterisation

Résumé étendu

D'un jour à l'autre, la variabilité de la basse stratosphère équatoriale est dominée par les ondes de Kelvin et de Rossby gravité. Ces ondes y ont des cycles de vie de une à deux semaines, et induisent des perturbations du vent horizontal et de la température de quelques mètres par seconde et de quelques Kelvin. Ces variabilités sont importantes, elle sont largement supérieures à la déviation standard de ces champs dans cette région, elles sont aussi suffisantes pour affecter la déshydratation de l'air entrant dans la stratosphère. Avec les ondes de gravité d'échelles beaucoup plus courtes, ces ondes participent au forçage de l'Oscillation Quasi-Biennale (OQB). Comme elles ont des échelles horizontales planétaires ces ondes devraient être bien représentées par les Modèles de Circulation Générale de l'Atmosphère (MCGA). Dans ce travail de thèse, nous utilisons le modèle LMDz pour montrer que ce n'est pas nécessairement le cas, et ce pour au moins trois raisons. Différentes pistes pour améliorer ces ondes sont aussi proposées et testées.

La première est que ces ondes équatoriales sont en partie forcées par la convection, et que la variabilité de la convection dans ces régions est souvent mal représentée dans les modèles. A titre d'illustration, beaucoup de modèles simulent mal les ondes équatoriales couplées à la convection, ou l'oscillation de Madden Julian, et injectent relativement peu d'énergie dans la fenêtre spectrale pour laquelle les ondes équatoriales peuvent se propager librement vers la stratosphère. C'est ce que nous voyons dans LMDz, après analyse détaillée de sa variabilité dans les régions équatoriales, et aussi après une analyse de sa sensibilité à différents schémas de paramétrisation de la convection. Nous montrons en particulier que dans les observations, les ondes couplées à la convection émettent au dessus d'elles un fort signal d'ondes vers la stratosphère, ce mécanisme est absent du modèle. Cela explique en partie pourquoi le modèle sous-estime les ondes équatoriales.

Bien que ce mécanisme soit absent, il apparaît que le signal d'ondes équatoriales dans la stratosphère du modèle est loin d'être négligeable (alors que son signal en terme d'ondes équatoriales couplées à la convection l'est). Il semble que dans le modèle, les erreurs sur la convection équatoriale sont en partie compensées par un autre forçage, venant des régions tropicales et des régions tempérées. Ce forçage fait que sur certains champs, et parce que le modèle est dans un état moyen très favorable au développement de certaines ondes, le signal sur les ondes équatoriales dans la basse stratosphère est assez réaliste. Nous nous sommes aussi demandés si ce mécanisme de compensation était réaliste, et analysé des champs observationnels dans des configurations où la stratosphère est coupée dynamiquement de la troposphère. C'est ce qui se passe lorsque nous étudions des ondes de Rossby gravité à 20hPa, dans une configuration où le vent dans la basse stratosphère en dessous de 20hPa est négatif. Comme ces ondes ont des fréquences intrinsèques négatives, elles sont coupées dynamiquement de leurs possibles sources troposphérique par la présence de niveaux critiques. Malgré cela, nous observons des ondes de Rossby gravité d'amplitude non négligeable, nous avons mis en évidence un phénomène de recharge stratosphérique. Si

l'origine de cette recharge reste à déterminer, il n'en reste pas moins que le signal observé est comparable à celui simulé par LMDz. Il semble donc que LMDz représente bien une partie des sources réelles de ces ondes équatoriales, son problème est que les sources qu'il représente bien, ne sont pas la source convective dominante.

La deuxième raison pour laquelle un modèle représente mal les ondes équatoriales, est que sa résolution verticale est insuffisante. Ce problème est particulièrement marqué pour les ondes de Rossby gravité dont la longueur d'onde verticale n'excède pas quelques kilomètres dans la basse stratosphère équatoriale. Pour corriger cette source d'erreur, nous avons considérablement diminué la résolution verticale du modèle en l'amenant à moins de 600m, mais cela c'est avéré insuffisant.

C'est en effet que la troisième raison pour laquelle un modèle sous-estime les ondes équatoriales est tout aussi essentielle. Elle est liée au fait que l'état moyen du modèle ne permet pas à ces ondes de se propager verticalement. Dans LMDz, où le vent moyen dans la basse stratosphère équatoriale est partout négatif ce défaut concerne essentiellement les ondes de Rossby gravité. Nous sommes là devant un problème très intriqué, car ce défaut de l'état moyen est lié au fait que le modèle ne simule pas d'OQB, et cela parce que le modèle sous-estime les ondes! Pour corriger ce défaut nous avons donc été amenés à utiliser une version du modèle où l'Oscillation Quasi-Biennale est bien simulée. Dans LMDz, cela est possible en utilisant un schéma d'ondes de gravité stochastiques que nous décrivons. En corrigeant ce défaut, nous montrons que par contre coup, le modèle simule mieux les ondes de Rossby-gravité.

Mots clés : Ondes équatoriales, Ondes de gravité, Oscillation Quasi Biennale, Convection, Modèle de Circulation Générale, Paramétrisation

Extended abstract

In the low equatorial stratosphere, the day to day variability is dominated by the Kelvin and Rossby gravity waves. These waves have a life-cycle of 1 to 2 weeks and induce horizontal wind and temperature fluctuations of few meters per second and few Kelvin respectively. These variations are significant, in the sense that they exceed the intraseasonal standard deviation of these fields, and that they are large enough to affect the de-hydration of the air that enters in the stratosphere. With the internal gravity waves that have much shorter horizontal and time scales, these equatorial waves contribute to the forcing of the Quasi-Biennial Oscillation (QBO). As these equatorial waves have planetary scale, they can potentially be well represented by the present day Atmospheric General Circulation Models (AGCMs). In this thesis, we use the AGCM LMDz to show that it is not necessarily the case, and for at least three reasons. Various routes to improve these waves are then proposed and tested.

The first reason for which AGCMs do not represent these waves follow that they are in good part forced by convection, and that the convection variability in the equatorial regions is often not well represented in models. As an illustration, we know that many models do not simulate well the convectively coupled equatorial waves or the Madden-Julian oscillation, and do not inject much disturbance energy in the spectral window where equatorial wave can propagate freely in the low stratosphere. This is what we find in LMDz, and after a thorough analysis of its representation of the convection variability in the equatorial regions, and also after an analysis of its sensitivity to various convection parameterization schemes. We have also found that in the observations, the convectively coupled waves emit aloft a strong signal of freely propagating equatorial waves, this mechanism is almost absent from the model. This partly explain why the model under estimate these waves.

In spite of the fact that this mechanism is missing, it appears that the equatorial waves signal in the model is not negligible (whereas its signal in term of convectively coupled waves definitely is negligible). It appears that in the model, the errors on convection are partly compensated by other forcings coming from the tropical and mid-latitudes regions. These forcings make that on certain fields, and because the model mean state is well adapted to support certain classes of waves, a quite realistic equatorial waves signal can exist. We have also analysed if these alternative routes are realistic, in the sense that they could explain some aspects of what is observed in reality. We have studied for this purpose the Rossby gravity wave signal at 20hPa, and in configurations where the zonal wind below is negative. As these waves have negative intrinsic frequencies, they are dynamically separated from their possible convective sources in the troposphere by critical levels. In spite of this unfavourable situation, we find in the observations a substantial Rossby-gravity wave signal, and refer to this as a « stratospheric reloading ». If the dynamical origin of this reloading still needs to be clarified, it remains that it produces a signal comparable to the Rossby-gravity waves signal found in LMDz in all situations. It seems then that the model

take well into account a real source of waves ; its problem is more that it underestimates the convective sources, and these sources are dominant in reality.

The second reason for which a model poorly represents the large-scale equatorial waves, is that its vertical resolution is too large. This problem can become very significant for the Rossby gravity waves, which have a vertical wavelength of few kms in the low equatorial stratosphere. To correct this source of error, we have decreased the model vertical grid-spacing to less then 600m, but this was not sufficient for the model to produce the right amount of Rossby gravity waves.

It is indeed the third reason for which a model can not simulate well these waves that also needs to be taken into account. It is related to the fact the models mean states are not necessarily favourable to the vertical propagation of these waves. In LMDz, where the mean zonal wind in the low equatorial stratosphere is everywhere negative this defect mainly concerns the Rossby gravity waves again. But the errors then extremelly overlap, since this mean state error is related to the fact that the model does not simulate the QBO, because it lacks waves ! To correct this mean state error we have therefore used a model version where the QBO is well simulated. In LMDz, this can be done by using a stochastic gravity wave parameterization schemes that we describe. The scheme corrects the errors on the QBO, and we find that LMDz then simulate better the equatorial waves.

Key words : Equatorial Waves, Gravity Waves, Qusi Biennal Oscillation, Convection, Global Circulation Model, Quasi-Biennial Oscillation, Parameterisation

Table des matières

1	Introduction générale	1
1.1	Les ondes équatoriales	1
1.1.1	Observations dans la stratosphère	2
1.2	L'Oscillation Quasi Biennale	4
1.3	La stratosphère équatoriale dans les modèles	7
1.4	Objectifs de la thèse	9
1.4.1	Positionnement de la thèse	9
1.4.2	Articulation de la thèse	9
2	Données, méthodes et outils	11
2.1	Données	11
2.1.1	Le rayonnement infrarouge sortant au sommet de l'atmosphère	11
2.1.2	Les précipitations	12
2.1.3	Statistiques de l'OLR et des précipitations	12
2.1.4	Les réanalyses	14
2.2	Le modèle de circulation général	14
2.2.1	Le modèle LMDz : la version LMDz4	14
2.2.2	Quelques paramétrisations physiques	15
2.3	Théorie linéaire des ondes	17
2.3.1	Les équations primitives en coordonnées log-pression sur la sphère	18
2.3.2	Les ondes libres	23
2.3.3	Les ondes équatoriales	24
2.3.3.1	Solutions pour une vitesse méridienne nulle : l'onde de Kelvin	25
2.3.3.2	Solutions pour une vitesse méridienne non nulle	26
2.3.3.3	L'onde de Rossby gravité, $\nu = 0$	26
2.3.3.4	Les ondes de Rossby et les ondes de Gravité, $\nu \geq 1$	27

2.4	Méthodes d'analyse	29
2.4.1	L'analyse spectrale en fréquence et nombre d'onde	29
2.4.1.1	Spectres des précipitations et de l'OLR	30
2.4.1.2	Les ondes de la stratosphère équatoriale	32
2.4.2	Extraction des ondes équatoriales stratosphériques	35
2.4.2.1	Méthode des composites	35
2.4.2.2	Les ondes équatoriales	38
3	Les ondes équatoriales stratosphériques dans le modèle LMDz	45
3.1	Motivations	45
3.2	La Convection et les ondes équatoriales troposphériques	46
3.2.1	Climatologie de l'OLR et des précipitations	46
3.2.2	Spectres des précipitations	49
3.3	Les ondes équatoriales dans la stratosphère du modèle	51
3.3.1	Analyse spectrale	51
3.3.2	Extraction des ondes équatoriales	55
3.3.3	Ondes de Rossby gravité pendant une phase de QBO positive	58
3.4	Origines des ondes équatoriales dans le modèle	60
3.5	Les ondes de Rossby gravité : Recharge stratosphérique	63
3.6	Conclusions et Discussions	65
4	Les ondes équatoriales couplées à la convection.	69
4.1	Contexte scientifique	69
4.2	Article : <i>Tropical variability and stratospheric equatorial waves in the IPSLCM5 model</i>	70
4.2.1	Introduction	70
4.2.2	Interannual and Intraseasonal Variabilities	72
4.2.2.1	OLR means, variances and teleconnections	73
4.2.2.2	Modal analysis	75
4.2.2.3	Composite maps	78
4.2.3	Equatorial waves	80
4.2.3.1	Spectral analysis	80
4.2.3.2	Kelvin waves composites	84
4.2.3.3	Wave-mean flow interaction and relation with the ENSO	87
4.2.4	Discussion	88
5	Nouvelle version du modèle LMDz	93
5.1	Paramétrisation stochastique des ondes de gravité non-orographique	94
5.1.1	Contexte scientifique	94
5.1.2	Formalisme général	95

5.1.3	La paramétrisation stochastique	99
5.2	Introduction du nouveau schéma d'ondes de gravité dans le modèle LMDz	101
5.2.1	L'étendue verticale du modèle	101
5.2.2	Implémentation dans LMDz	101
5.3	Impact dans les régions équatoriales	103
5.3.1	Le vent zonal dans la stratosphère équatoriale	103
5.3.2	Les ondes équatoriales résolues	104
5.3.2.1	Les ondes de Rossby gravité	104
5.3.2.2	Les ondes de Kelvin	107
5.4	Climatologies aux moyennes et hautes latitudes	107
5.4.1	Vent et Température	107
5.4.2	Les ondes planétaires aux moyennes latitudes	112
5.4.3	La stratosphère polaire	119
5.5	Discussion et perspectives	119
5.6	Annexe : <i>A stochastic parameterization of non-orographic gravity waves : Formalism an impact on the equatorial stratosphere</i>	121
	Conclusion	127
	Bibliographie	140

Introduction générale

1.1 Les ondes équatoriales

Les premiers travaux théoriques sur les ondes équatoriales datent de la deuxième moitié des années soixante. Rosenthal (1965) a présenté une solution pour les ondes de Rossby équatoriales, et c'est indépendamment que Matsuno (1966) publia un système plus complet de solutions pour ces ondes (nous présenterons ce système dans la prochaine section). Il retrouva les ondes équatoriales d'Inertie gravité et les ondes équatoriales de Rossby identifiées par Rosenthal (1965). Il identifia aussi des solutions correspondant à deux modes particuliers. La première de ces solutions correspond à une perturbation associée au vent zonal, sans signature sur le vent méridien et se déplaçant vers l'Est. Ce mode est alors appelé « **onde de Kelvin équatoriale** » (Matsuno, 1966), car il a une structure proche des ondes de Kelvin piégées le long des côtes aux moyennes latitudes connues depuis le 19^{ème} siècle dans le cadre de la théorie des marées océaniques. L'autre solution est aussi très particulière, du fait qu'elle peut être à la fois vue comme une onde de Rossby et comme une onde d'Inertie Gravité. La dominance d'un type par rapport à l'autre dépend de la période de la solution, mais surtout de la direction de sa propagation. En effet, cette solution peut se propager aussi bien vers l'Est que vers l'Ouest et sera plus tard appelée « **onde de Rossby gravité** ».

Parallèlement aux travaux de Matsuno (1966), Yanai et Maruyama (1966) détectèrent pour la première fois dans la basse stratosphère l'onde de Rossby gravité au-dessus de l'océan Pacifique équatorial. L'onde observée apparaît comme une oscillation du vent avec une période de 4 – 5 jours qui se propage vers l'Ouest. Ces auteurs ont estimé que la vitesse de propagation de cette oscillation est d'environ 2 000 km par jour, soit près de 23 m.s⁻¹, et à partir de la relation L (Longueur d'onde) = c (vitesse de phase) $\times T$ (période),

avec $T = 5$ jours, ils ont déterminé que sa longueur d'onde est de l'ordre de 10 000 km. Cette oscillation, qui a plus tard été associée aux ondes de Rossby gravité découvertes par Matsuno (1966), est également appelée onde de Yanai (1968).

Wallace et Kousky (1968) ont mis en évidence la présence d'ondes de Kelvin dans la basse stratosphère équatoriale. En effet, ces auteurs ont observé des ondes de période d'environ 10 à 15 jours associées à des fluctuations de température de l'ordre de 3 à 5 °C ainsi qu'à des fluctuations de vent zonal de 8 à 12 m.s⁻¹. Ces ondes se propagent vers l'Est avec une vitesse de phase d'environ 25 m.s⁻¹ et les perturbations induites sur le vent méridien sont très faibles.

Aujourd'hui, on sait que ces ondes équatoriales se propagent verticalement dans la moyenne atmosphère depuis la troposphère, où elles sont excitées. Il est généralement reconnu que ces ondes sont forcées par le dégagement de chaleur latente associé aux événements de convection profonde (Holton (1972) ; Salby et Garcia (1987) ; Manzini et Hamilton (1993) ; Lindzen (2003)).

1.1.1 Observations dans la stratosphère

Si les ondes de Kelvin et les ondes de Rossby gravité ont été observées dès la fin des années 1960, c'est qu'elles dominent largement la variabilité synoptique du vent et de la température dans la basse stratosphère équatoriale. Pour s'en convaincre, il suffit par exemple de se placer à un jour donné, de tracer l'évolution dans l'espace et dans le temps de ces champs dynamiques.

Pour illustrer le fait que les ondes de Kelvin et de Rossby gravité dominent la variabilité synoptique dans les régions équatoriales les Figs. 1.1 et 1.2 montrent des champs de perturbation durant deux périodes d'un peu moins d'un mois à la fin de l'automne 2003 et à la fin de l'automne 2008 respectivement. Sur la Fig. 1.1(a), est représentée l'évolution au cours du temps de la température à 50 hPa (c'est à dire à une altitude d'environ 21 km) moyennée entre 5°N et 5°S. Pour une date donnée, ce champ présente en longitude des fluctuations excédant 4 °C (de creux à crête). Cette amplitude est très importante et largement supérieure à la déviation standard caractéristique de presque 1°C de ce champ (cf. Lott et al. (2009), Table 2). Toujours sur la Fig. 1.1(a), nous remarquons que les anomalies de température ont un caractère ondulatoire très marqué avec une longueur d'onde zonale approchant les 120° de longitude. Au cours du temps cette perturbation varie avec une période d'environ 8 jours et se déplace vers l'Est avec une vitesse de phase proche de 22 m.s⁻¹. Bien que la période de cette oscillation soit inférieure à celle détectée par Wallace et Kousky (1968), tout indique que nous sommes en présence d'une onde de Kelvin. Pour corroborer ce point, la Fig. 1.1(b) montre une section longitude-altitude du champ de température pour le 2 décembre 2003 (*droite grise sur la Fig. 1.1(a)*). Les lignes de phase sont inclinées vers l'Est lorsque l'altitude augmente, ce qui est un comportement caractéristique d'une onde de Kelvin de vitesse de phase positive se propageant vers le haut

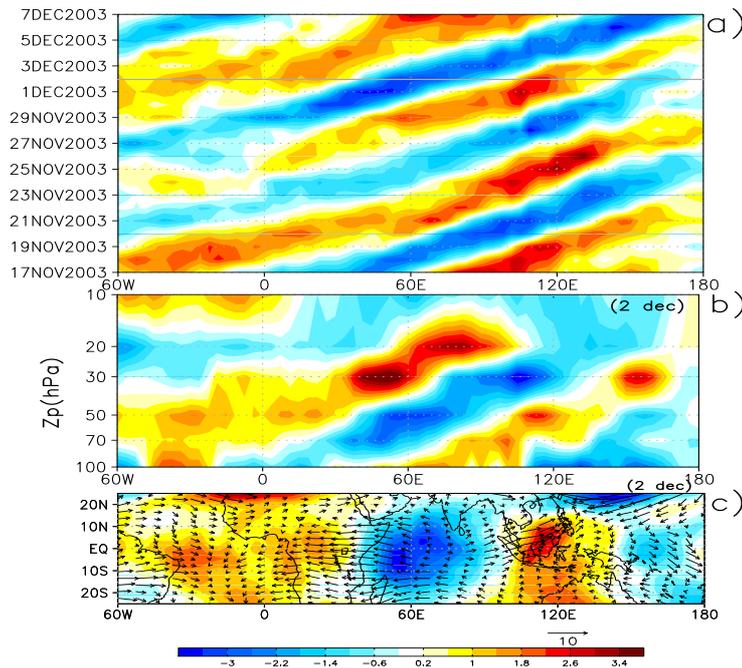


Fig. 1.1 : Champ de température provenant de ERA Interim, moyenné entre 5 °N et 5 °S, dont la moyenne zonale a été retranchée. (le contour intervalle est de 0.4 °) (a) Diagramme de Hovmöller de la température. (b) Evolution verticale de la température pour un jour donné (ligne grise sur (a) correspondant au 2 décembre). (c) Coupe longitude-latitude de la température (*plage de couleur*) à l'altitude 50 hPa et vent horizontal total (*flèches*)

(Andrews et al., 1987). De manière encore plus convaincante, la Fig 1.1(c) présente une coupe longitude-latitude, toujours pour la date du 2 décembre 2003 et à l'altitude 50 hPa. Le champ de vitesse zonale est très perturbé avec une forte divergence horizontale. Nous remarquons également que le maximum de vitesse zonale vers 30°E se produit lorsque la température est quasiment nulle ou alors que le minimum de température vers 60°E se produit lorsque la vitesse zonale est presque nulle. Cette quadrature de phase entre la vitesse zonale et la température est propre aux ondes de Kelvin. En effet, nous verrons dans le chapitre suivant que pour de telles ondes la hauteur géopotentielle et la vitesse zonale sont en phase alors que ces champs sont en quadrature de phase avec la température.

Une analyse comparable est faite pour le mois de novembre 2008, mais nous avons cette fois remplacé sur les deux premières cartes 1.2(a) et 1.2(b) la température par le champ de vent méridien. En effet, une des caractéristiques des ondes de Rossby gravité est qu'elles induisent un signal sur la vitesse méridienne de signe uniforme pour une longitude donnée dans la bande équatoriale. L'évolution au cours du temps de la vitesse méridienne à 50 hPa sur la Fig. 1.2(a) montre que pour une date donnée, ce champ présente des fluctuations d'amplitudes supérieures à 10 m.s⁻¹. Ces amplitudes sont, là encore, largement supérieures à la déviation standard du vent méridien qui est légèrement supérieure à 2 m.s⁻¹ (cf. Lott et al. (2009), Table 2). Cette perturbation présente un comportement ondulatoire très marqué avec une longueur d'onde zonale de presque 80° de longitude, soit près de 9 000 km.

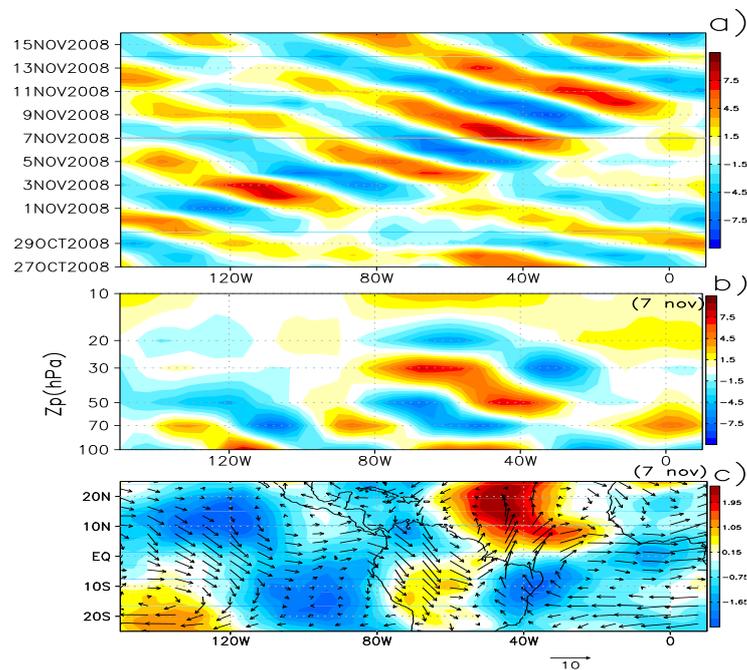


Fig. 1.2 : Champ de vent méridien provenant de ERA Interim, moyenné entre 5 °N et 5 °S, dont la moyenne zonale a été retranchée. (a) Diagramme de Hovmöller du vent méridien. (b) Evolution verticale du vent méridien pour un jour donné (ligne grise sur (a) correspondant au 7 novembre). (c) Coupe longitude-latitude de la température (*plage de couleur*) à l'altitude 50 hPa et vent horizontal total (*flèches*)

Nous remarquons également que la perturbation se propage avec une période de 5 jours et se déplace vers l'Ouest avec une vitesse de phase légèrement inférieure à -20 m.s^{-1} . D'après les travaux de Yanai et Maruyama (1966), ces observations indiquent que nous sommes en présence d'une onde de Rossby gravité. Afin de confirmer cela, nous présentons sur la Fig. 1.2(b) une coupe longitude-altitude du champ de vitesse méridienne pour le 7 novembre 2008 (*droite grise sur la Fig. 1.2(a)*). Les lignes de phase sont inclinées vers l'ouest lorsque l'altitude augmente ce qui est propre à une onde de Rossby gravité qui se propage vers le haut avec une vitesse de phase négative (Andrews et al., 1987). La Fig. 1.2(c) montre une section longitude-altitude, toujours pour le 7 novembre 2008 à 50 hPa, du champs de température. La structure antisymétrique par rapport à l'équateur de la perturbation de la température, observable entre 80 ° W et 50 ° W, est propre aux ondes de Rossby gravité. De même, nous pouvons observer que le champ de vent horizontal présente cette même structure antisymétrique que la température mais avec une relation de quadrature de phase.

1.2 L'Oscillation Quasi Biennale

Les ondes équatoriales ont un impact global sur la moyenne atmosphère, et notamment dans la moyenne atmosphère équatoriale, puisqu'elles forcent en partie l'oscillation

quasi biennale (que l'on notera QBO pour : "*Quasi Biennial Oscillation*"¹) du vent zonal de la basse stratosphère, et contribuent également à l'oscillation semi-annuelle (SAO) à plus haute altitude, jusque dans la mésosphère. En ce qui concerne la QBO, il est important de rappeler qu'elle domine largement la variabilité interannuelle de la circulation dans la basse stratosphère équatoriale. Ce phénomène est une succession quasi périodique de vents zonaux uniformes, alternativement d'Est puis d'Ouest avec une propagation descendante de sa phase. La durée d'un cycle est d'environ 28 mois. La Fig. 1.3 représente l'évolution du vent zonal équatorial des réanalyse ERA Interim pour 21 ans. Nous remarquons sur cette figure que l'oscillation débute vers 40 km d'altitude, a une amplitude quasiment constante entre 23 km et 30 km et disparaît rapidement vers 18 km.

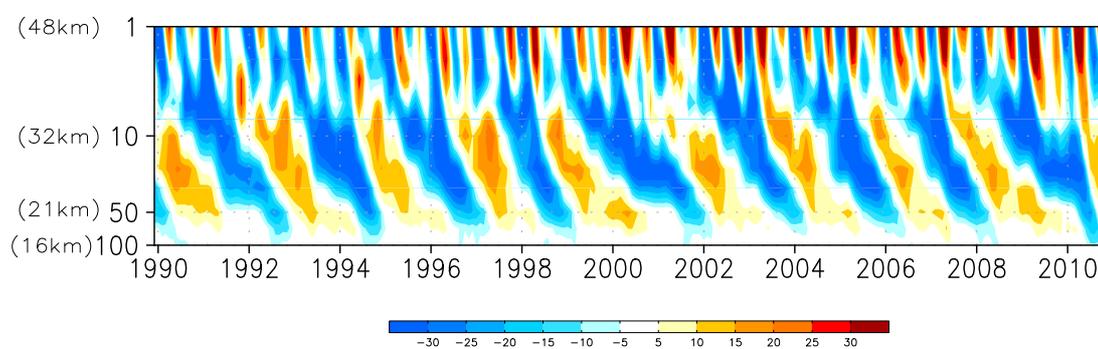


Fig. 1.3 : Evolution du vent zonal équatorial (entre 5°N et 5°S) provenant des données ERA Interim entre 1990 et 2010. Les couleurs chaudes et froides représentent respectivement les vents d'Ouest et les vents d'Est.

Les premiers travaux décrivant la QBO sont dus à Ebdon et Veryard (1961) ainsi qu'à Reed et al. (1961), et datent du début des années soixante, c'est à dire avant la découverte des ondes équatoriales dans la stratosphère. De nombreuses recherches ont alors tenté d'expliquer ce phénomène, mais aucune n'a permis de comprendre le maintien de l'amplitude de la QBO ainsi que la descente de sa phase. Il faudra attendre les travaux d'Eliassen et Palm (1961), puis ceux de Booker et Bretherton (1967) pour qu'un modèle théorique de la QBO soit développé. Eliassen et Palm (1961) ont montré que le flux de quantité de mouvement horizontal, transporté par une onde, ne varie pas suivant la verticale lors de sa propagation. Ce flux est positif ou négatif selon que la vitesse de phase intrinsèque de l'onde est positive ou négative. Booker et Bretherton (1967) ont montré qu'au passage d'un niveau critique², l'onde est absorbée et transfère sa quantité de mouvement horizontal vers l'écoulement moyen. Lindzen et Holton (1968) ont appliqué ces deux principaux résultats pour développer un modèle théorique à deux dimensions de la QBO. Ils ont montré comment la QBO peut être produite par l'interaction entre un large spectre d'ondes de gravité, qui se propagent verticalement dans l'atmosphère, et le vent zonal moyen environnant.

¹En effet, nous utiliserons dans ce manuscrit les abréviations anglaises pour assurer la continuité avec les parties de la thèse qui sont tirées d'articles.

²La composante horizontale de la vitesse de phase de l'onde est égale à la vitesse moyenne du fluide.

Ce mécanisme implique un système de rétro-action entre l'effet de l'écoulement moyen sur la propagation des ondes et l'effet du dépôt de quantité de mouvement par les ondes sur l'écoulement moyen. L'oscillation de ce modèle prend la forme d'un signal propagatif descendant avec une alternance de vents d'Est et d'Ouest.

Avec le développement des travaux sur les ondes équatoriales, Lindzen et Holton (1972) ont réactualisé leur travaux de 1968, en développant un modèle 1D qui simule une QBO forcée par la propagation verticale des ondes de Kelvin et des ondes de Rossby gravité. Les amplitudes observées de ces ondes leur semblèrent suffisantes pour simuler une QBO. Cette théorie est renforcée par l'analyse du bilan de moment de la basse stratosphère réalisée par Lindzen et Tsay (1975), puis par les expériences en laboratoire de Plumb et McEwan (1978). Le mécanisme de la QBO proposé par Plumb (1977) est schématisé sur la Fig. 1.4. Nous pouvons voir sur la Fig. 1.4(a) que, si au départ les vents sont d'Ouest sur toute la hauteur de l'atmosphère, les ondes qui se propagent vers l'Ouest sont alors libres de se propager jusqu'à des niveaux élevés où elles déferlent par effet de densité. Elles tendent alors à freiner localement l'écoulement moyen. A l'opposé, les ondes qui se propagent vers l'Est rencontrent des niveaux critiques dans cet écoulement d'Ouest. Ces ondes déferlent plus bas que les ondes qui se propagent vers l'Ouest car l'amplitude de leur vitesse de phase intrinsèque est plus petite, ce qui se traduit par un nombre d'onde vertical plus petit et donc un déferlement plus bas. En déferlant sous ces niveaux, elles accélèrent l'écoulement moyen et font descendre le maximum de vent (*cf.* Fig. 1.4(a) \rightarrow (b)). Sur la Fig. 1.4(c), nous voyons apparaître un régime de vents d'Est à haute altitude. Les ondes d'Est ne peuvent plus se propager aussi haut que pour des régimes de vents sur les Figs. 1.4(a) et 1.4(b). Elles déferlent sous leur niveau critique, et abaissent à leur tour le maximum de vent d'Est. Au fur et à mesure de sa descente, le gradient vertical du vent d'Ouest, devient si étroit qu'il est détruit par la viscosité (ν) aux niveaux les plus bas (Fig. 1.4(d)). Le vent est alors négatif sur toute la hauteur de l'atmosphère (Fig. 1.4(e)), laissant ainsi libre court aux ondes d'Ouest pour se propager verticalement jusqu'aux niveaux les plus élevés, où elles déferlent à leur tour par effet de densité. Elles accélèrent alors l'écoulement moyen, et créent un nouveau régime d'Ouest à haute altitude (Fig. 1.4(e) \rightarrow (f)). Les ondes d'Est déferlent de plus en bas, abaissant le maximum de vent d'Est jusqu'à ce qu'il soit également détruit par la diffusion visqueuse.

Les modèles unidimensionnels comme celui de Holton et Lindzen (1972) ou bien encore celui de Plumb (1977) présentent une limitation principale : l'incapacité du modèle à reproduire la structure latitudinale de cette oscillation. De même, ces modèles sont incapables de prendre en compte la variabilité latitudinale des ondes équatoriales participant au pilotage de l'oscillation. Cette dépendance équatoriale provient principalement de la variation en latitude du paramètre de Coriolis, ce que ne prennent pas en compte ces modèles unidimensionnels.

Plumb et Bell (1982) ont développé un modèle bidimensionnel où seules les ondes équatoriales

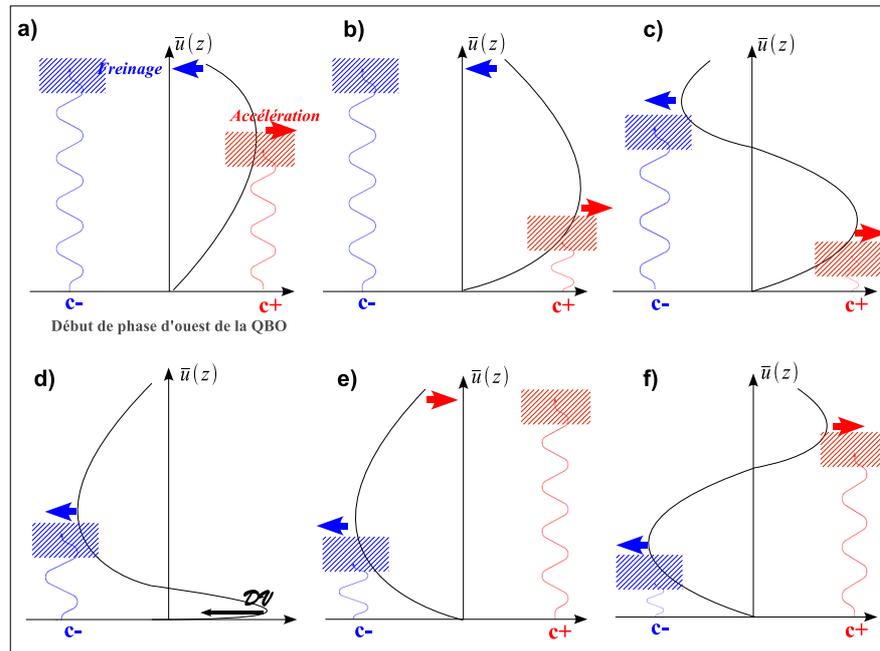


Fig. 1.4 : Représentation schématique de l'évolution du vent moyen selon le modèle de Plumb (1977). Les six étapes d'un cycle complet sont présentées. Les flèches rouges (bleues) représentent l'accélération (freinage) due par les ondes. Les zones hachurées représentent les zones de dissipation des ondes. La flèche noire représente la viscosité ν . Les flèches ondulées correspondent à la propagation des ondes d'Est (bleue) et des ondes d'Ouest (rouge).

toriales de Kelvin et de Rossby gravité sont utilisées pour forcer la QBO. Ce modèle présente une physique peu réaliste, puisque, par exemple, les cycles saisonniers n'y sont pas représentés. C'est finalement Gray et Pyle (1989) qui ont modélisé une QBO réaliste, dans un modèle complet atmosphérique (radiatif, dynamique et photochimique). Pour cela, ils ont montré qu'il fallait augmenter l'amplitude des ondes du modèle d'un facteur 3 par rapport à celles observées pour obtenir des régimes de vent qui se propagent vers le bas, surtout si on tient compte du transport vertical du signal de la QBO par la circulation de Brewer-Dobson (Dunkerton, 1997). Le forçage de la QBO par les ondes équatoriales à elles seules n'est pas suffisant, il faut aussi prendre en compte le forçage dû aux ondes de gravité de petite échelle pour obtenir une structure verticale et une période réaliste de la QBO.

Actuellement, les travaux s'accordent pour affirmer que la QBO résulte d'interactions non-linéaires entre l'écoulement moyen et un large spectre d'ondes allant des petites échelles aux échelles planétaires.

1.3 La stratosphère équatoriale dans les modèles

La prévision de la QBO est un véritable enjeu scientifique à l'heure actuelle. En effet, cette oscillation tropicale a un impact global sur l'atmosphère moyenne. Par exemple, la

QBO module la distribution des espèces-traces dans la stratosphère (Randel et al., 1998), et joue aussi un rôle sur la circulation de la stratosphère extratropicale. Ainsi, Holton et Tan (1980) ont montré que le géopotential à 50hPa est significativement plus bas aux moyennes latitudes de l'hémisphère Nord pendant les phases d'Est de la QBO. Cet effet est lié au fait que la propagation verticale des ondes planétaires quasi-stationnaires des moyennes latitudes dépend principalement de la structure verticale et latitudinale du vent moyen (Charney et Drazin 1961). Ces ondes planétaires ne peuvent se propager dans un environnement avec un régime de vents d'Est, car elles rencontrent un niveau critique lorsque le vent moyen est nul. Du fait que ce niveau critique se déplace en fonction de la phase de la QBO, la frontière entre les vents d'Est et les vents d'Ouest se déplace vers le pôle. Il en résulte que l'activité des ondes planétaires aux moyennes et hautes latitudes est plus importante pendant les phases d'Est de la QBO, ce qui tend à réchauffer la stratosphère polaire. *A contrario*, durant une phase d'ouest de la QBO, les ondes planétaires des moyennes latitudes peuvent pénétrer dans les tropiques sans rencontrer de ligne critique et sont ainsi moins confinées aux latitudes polaires.

A l'heure actuelle, ces prévisions de la QBO sont faites par des modèles de circulation générale (GCM³) qui peuvent simuler explicitement les ondes planétaires équatoriales. Le réalisme de ces ondes équatoriales résolues par le modèle est donc un des facteurs clefs pour la prévision de la QBO. Dans ce cadre, deux difficultés majeures sont à prendre en compte. La première résulte du fait que les ondes équatoriales sont en partie forcées par la convection tropicale, ainsi le réalisme d'un modèle dans la stratosphère équatoriale dépend de la façon dont il représente la convection. La simulation d'un spectre d'ondes stratosphérique réaliste est lié à la capacité du modèle à générer une variabilité réaliste de la convection dans la troposphère. La deuxième difficulté provient de la résolution verticale du modèle (Boville et Randel, 1992), qui doit être suffisamment fine pour pouvoir résoudre correctement les ondes équatoriales lors de leur propagation verticale, et aussi bien résoudre la structure verticale de la QBO elle-même.

Actuellement, il existe assez peu de modèles qui simulent une QBO de façon opérationnelle; seulement quatre des modèles qui participent au projet CMIP5⁴ reproduisent une QBO assez réaliste. Généralement, les modèles qui simulent une QBO ont une résolution verticale dans la basse stratosphère variant entre 500 m et un peu plus de 1 km. Nous pouvons citer à titre d'exemple le modèle atmosphérique du Max-Planck-Institut, MAECHAM-5 (dernière génération du modèle), qui a une résolution verticale d'environ 700 m depuis la tropopause jusqu'à 42 km (3 hPa) puis de 1 à 2 km jusqu'à la stratopause (Giorgetta et al., 2002 et 2006). Ou encore, le modèle du Met Office, UKMO, qui simule une QBO avec une résolution verticale de 1.3 km dans la basse stratosphère (Scaife et al., 2000),

³Global Circulation Model

⁴Projet d'Intercomparaison des Modèles Couplés

mais aussi le modèle de circulation générale du GFDL ⁵, SKYHI-HR dont la résolution verticale dans la basse stratosphère varie de 800m à 1km. Ces trois modèles utilisent des schémas de convection différents, mais simulent une large variabilité des précipitations.

1.4 Objectifs de la thèse

1.4.1 Positionnement de la thèse

Le modèle de circulation générale atmosphérique LMDz (Hourdin et al., 2006) du LMD⁶ est la composante atmosphérique du modèle couplé de l'IPSL ⁷. Depuis que Lott et al. (2005) ont étendu ce modèle sur 50 niveaux verticaux, LMDz simule une stratosphère assez réaliste en ce qui concerne les moyennes et hautes latitudes. En revanche, la stratosphère tropicale de LMDz n'est pas aussi réaliste, en partie parce que le modèle ne simule pas de QBO. Aussi, Lott et al. (2009) montrent que (i) le modèle a une résolution verticale trop faible pour résoudre correctement les ondes de Rossby gravité dans la stratosphère et que (ii) le forçage troposphérique des ondes de Kelvin est insuffisant pour résoudre tout le spectre de ces ondes et que les accélérations qu'elles induisent sur l'écoulement moyen sont plus faibles que celles observées.

Depuis une dizaine d'années, l'aptitude d'un modèle à simuler une QBO est devenue un enjeu scientifique inéluctable, puisque ce phénomène contribue fortement à la variabilité de l'ensemble de l'atmosphère moyenne. Pour cela, l'interaction onde-écoulement moyen doit être simulée avec réalisme et, d'une part, être explicite, en ce qui concerne le spectre résolu des ondes, d'autre part être implicite par la paramétrisation des ondes de gravité qui ne sont pas résolues par le modèle. L'évaluation des ondes équatoriales stratosphériques du modèle LMDz occupe donc une place centrale tout au long de ce travail.

1.4.2 Articulation de la thèse

Après ce **premier chapitre** introductif, le **chapitre 2** décrit les données, méthodes et outils que nous avons utilisés tout au long de ce travail. Le chapitre 2 a donc pour vocations (i) de présenter les données et le modèle, (ii) de rappeler quelques aspects de la théorie des ondes équatoriales, et (iii) de donner une description détaillée des méthodes d'analyses des ondes équatoriales qui seront utilisées.

Le **chapitre 3** présente l'évaluation des ondes équatoriales stratosphériques résolues par le modèle LMDz. Pour cela, nous étudions deux simulations qui utilisent deux schémas de convection radicalement différents, afin d'évaluer l'impact du schéma de convection sur les ondes équatoriales dans la basse stratosphère du modèle.

⁵Geophysical Fluid Dynamics Laboratory

⁶Laboratoire de Météorologie Dynamique

⁷Institut Pierre-Simon Laplace

Le **chapitre 4** est une étude proposée sous la forme d'un article qui vise non seulement à diagnostiquer la variabilité tropicale du modèle couplé de l'IPSL, mais surtout à évaluer le lien entre les ondes couplées à la convection dans la troposphère du modèle et les ondes équatoriales dans la stratosphère.

Le **chapitre 5** est consacré au spectre non résolu des ondes de gravité qui forcent la QBO. Nous présentons donc une nouvelle paramétrisation stochastique des ondes de gravité ainsi que son impact dans le modèle LMDz. Nous décrivons tout d'abord les aspects théoriques de la paramétrisation stochastique, puis nous expliquons son implémentation dans le modèle atmosphérique. Nous présentons également un diagnostic complet de l'impact de cette paramétrisation sur le modèle. Pour cela, nous évaluons son impact sur les régions équatoriales, mais nous vérifions également que le niveau de réalisme des moyennes et hautes latitudes est conservé.

Enfin, nous exposons dans le **chapitre 6** les conclusions et perspectives de ce travail.

Données, méthodes et outils

Dans ce chapitre sont présentés les données, le modèle ainsi que les méthodes statistiques qui ont été utilisés tout au long de ce travail. Ces méthodes seront alors appliquées aux données d'observations, et les résultats serviront de référence tout au long de la thèse.

2.1 Données

2.1.1 Le rayonnement infrarouge sortant au sommet de l'atmosphère

Les satellites à orbite polaire de la NOAA¹ donnent tous les jours une mesure globale du rayonnement infrarouge (IR) sortant au sommet de l'atmosphère (*the "Outgoing Long-wave Radiation"*, L'OLR) avec une résolution spatiale de $2.5^\circ \times 2.5^\circ$. Cette série est continue depuis 1979 (Liebmann and Smith, 1996). Dans les tropiques, l'OLR est un très bon indicateur des zones à forte activité convective. En effet, les nuages ayant une épaisseur optique suffisante, absorbent le rayonnement IR venant de la surface, puis émettent vers l'espace un rayonnement IR dont l'intensité est fonction de la température de leur sommet. Comme l'OLR, dépend principalement de la température du sommet du nuage, il est d'autant plus faible que le sommet du nuage est haut. Le cas des cirrus de haute altitude est particulier, puisqu'ils correspondent aussi à un OLR faible. Cependant, les cirrus sont très souvent situés au sommet des tours convectives dans les tropiques, il n'est donc pas crucial de faire la distinction entre cirrus et cumulo-nimbus pour localiser les zones associées à la convection profonde dans les tropiques. A l'opposé, et pour une région de subsidence, l'OLR est

¹National Oceanic and Atmospheric Administration

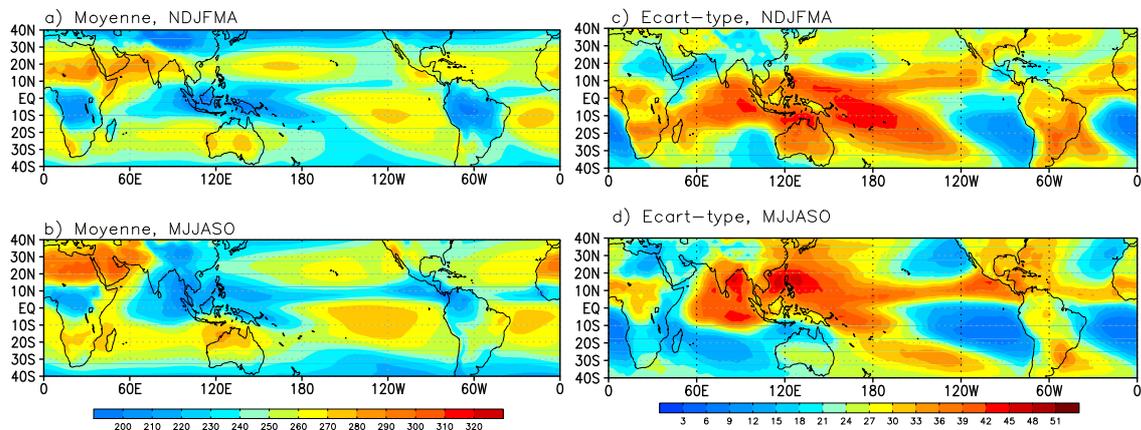


Fig. 2.1 : Climatologies moyennes et déviations standard du Rayonnement Infra rouge sortant au sommet de l’atmosphère pour les données satellites de la NOAA. Les moyennes (été MJJASO et hiver NDJFMA) sont représentées sur les Figs. (a) et (b), tandis que les déviations standard (été MJJASO et hiver NDJFMA) sont représentées sur les Figs. (c) et (d). L’intervalle entre deux contours est de $10 Wm^{-2}$ pour les moyennes, tandis qu’il est de $3 Wm^{-2}$ pour les déviations standard.

principalement déterminé par la température de la surface et est donc bien plus important qu’au-dessus d’un nuage.

2.1.2 Les précipitations

Le « projet climatologique des précipitations globales » (Global Precipitation Climatology Project – GPCP) fait parti du “World Climate Research Program (WRCP)”. Les données GPCP résultent de la combinaison entre plusieurs données satellites de précipitations et de plus de 6000 stations (Adler et al., 2003). Ce projet donne donc une série quotidienne des précipitations depuis 1997 avec une résolution horizontale de $1^\circ \times 1^\circ$. Douze années (1997-2008) de données GPCP ont été utilisées au cours de ce travail.

2.1.3 Statistiques de l’OLR et des précipitations

Les Figs. 2.1 et 2.2 représentent les statistiques saisonnières (des six mois d’été MJJASO et des six mois d’hiver NDJFMA) des moyennes (2.1(a,b) et 2.2(a,b)) et des écarts-type (2.1(c,d) et 2.2(c,d)) de l’OLR et des précipitations. Les cartes 2.2(a) et 2.2(b) montrent que les maxima de précipitations sont plutôt excentrés du côté de l’hémisphère d’été sur les continents, suivant ainsi le déplacement des zones de mousson. Sur les océans, les maxima de précipitation, en moyenne et en écart type, sont associés à la zone de convergence intertropicale ainsi qu’à la zone de convergence du Pacifique sud entre $120^\circ E$ et $120^\circ W$. Ces déplacements se retrouvent également sur les cartes de variabilité des Figs. 2.2(c) et 2.2(d).

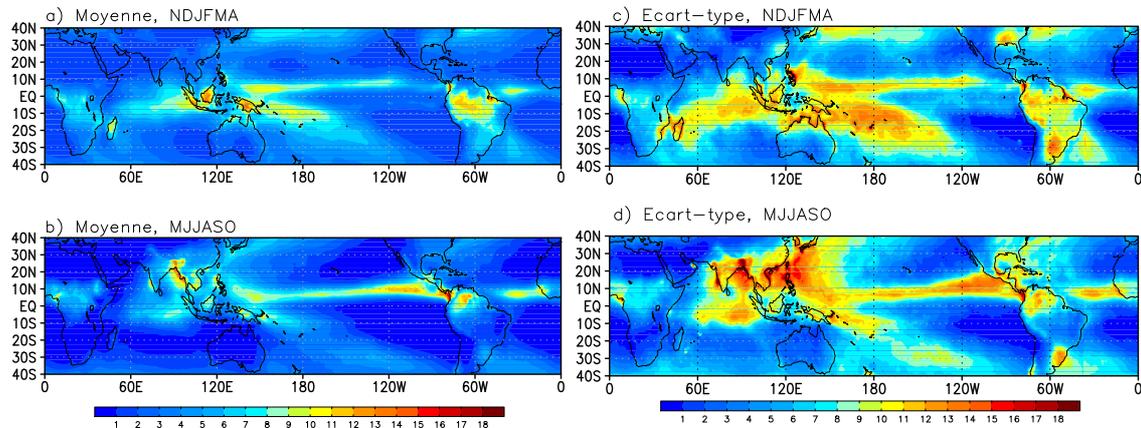


Fig. 2.2 : Climatologies moyennes et déviations standard des précipitations pour les données GPCP. Les moyennes (été MJJASO et hiver NDJFMA) sont représentées sur les Figs. (a) et (b), tandis que les déviations standard (été MJJASO et hiver NDJFMA) sont représentées sur les Figs. (c) et (d). L'intervalle entre deux contours est de 1 mm.jour⁻¹.

Les précipitations, étant directement reliées au dégagement de chaleur latente qui se produit lors d'événements convectifs, sont un très bon indicateur de l'activité convective (Gray et Jacobson, 1977). Les Figs. 2.1 et 2.2 montrent que l'OLR est tout à fait qualifié pour caractériser les précipitations dans les régions équatoriales (Arkin et Ardanuy, 1989). Les structures de variabilité de l'OLR sont toutefois plus émoussées que celle des précipitations, et ont des zones de transition moins marquées. Comme le montre l'analyse spectrale que nous présentons dans la section suivante, cela se traduit par le fait que le spectre de l'OLR est plus "rouge" en fréquences et en nombres d'onde que celui des précipitations. Cette différence justifie que certains auteurs préfèrent utiliser les données de précipitation pour étudier la convection profonde. Cependant, la qualité de la mesure sur les précipitations est inférieure à celle de l'OLR, car les données de précipitation sont éparses et résultent d'une combinaison provenant de plusieurs instruments. De ce point de vue, et bien qu'étant un produit indirect de mesure de la précipitation, les mesures de l'OLR sont plus homogènes. Pour cette raison, mais aussi car ces données couvrent une plus grande période, il est assez courant d'utiliser l'OLR comme proxy de l'activité convective (*e.g.* Wheeler et Kiladis, 2000). Rappelons cependant, que les précipitations sont plutôt un indicateur de la convection au sol, alors que l'OLR est plutôt un indicateur de la présence de nuages au sommet de l'atmosphère. Cela implique que ces deux mesures peuvent parfois se contredire, comme dans le cas des nuages stratiformes non précipitants, qui ont une signature très froide sur l'OLR. Toujours à titre d'exemple, nous pouvons aussi citer les phénomènes de virga, où la précipitation est ré-éaporée avant d'atteindre le sol car la basse atmosphère est très sèche, ce qui est assez courant sous les cumulonimbus, et en particulier au dessus du Congo.

2.1.4 Les réanalyses

Les réanalyses sont le produit de chaînes d'assimilation de données complexes. Elles offrent la possibilité d'obtenir une évaluation globale d'un grand nombre de paramètres atmosphériques sur une longue période de temps. Deux jeux de réanalyses sont souvent utilisés : ceux du Centre Européen pour la Prévision Météorologique à Moyen Terme (CEPMMT) et ceux du National Center for Environmental Prediction (NCEP).

Dans cette thèse, nous avons principalement utilisé les réanalyses ERA-interim (Dee et al., 2011) du centre européen pour valider les sorties de modèle des champs dynamiques de vents, de températures et de hauteur géopotentielle. Ces données correspondent à la dernière version des analyses produites par le centre européen et débutent en 1979. Elles s'étendent en temps réel jusqu'à aujourd'hui, avec une résolution horizontale de $0.75^\circ \times 0.75^\circ$ sur 37 niveaux verticaux dont six disponibles entre 100 hPa et 10 hPa. Les données ERA-Interim sont disponibles avec une fréquence de sortie de six heures.

2.2 Le modèle de circulation général

2.2.1 Le modèle LMDz : la version LMDz4

Le modèle de circulation générale LMDz4 est la composante atmosphérique (Hourdin et al., 2006) du modèle couplé de l'IPSL, IPSL-CM4, qui a été utilisé pour le quatrième rapport du Groupe d'Experts Intergouvernemental sur l'évolution du Climat (GIEC). La résolution horizontale du modèle la plus utilisée est de 2.5° en latitude et de 3.75° en longitude. Le modèle utilise dans la verticale une coordonnée hybride sigma-pressure où la pression des niveaux du modèle est définie comme une fonction de la pression de surface p_s à un niveau n , $p_n = A_n + B_n p_s$. En 2005, Lott et al. ont développé une version de LMDz incluant la stratosphère. Cette nouvelle version est étendue sur 50 niveaux verticaux et présente une meilleure résolution de la moyenne atmosphère. Les coefficients A_n et B_n sont choisis de telle sorte que la valeur de B_n domine près de la surface et est nulle à partir de l'altitude log-pressure près de $z = 13$ km. La valeur de A_n domine à haute altitude et permet que le niveau le plus haut soit à 65 km. Ainsi, la résolution de la stratosphère varie lentement de 1 km à l'altitude $z = 12$ km jusqu'à 3 km à l'altitude $z = 50$ km, et atteint presque 6 km aux niveaux les plus élevés du modèle. Dans beaucoup des simulations présentées dans ce travail, le modèle est forcé par les températures de surface de la mer et par la glace de mer, données fournies par les données AMIP, et varient annuellement. L'ozone stratosphérique varie également, et provient de simulations du modèle LMDz couplé au modèle de chimie stratosphérique REPROBUS (Jourdain et al., 2008).

2.2.2 Quelques paramétrisations physiques

Plusieurs paramétrisations interviennent dans la partie physique du modèle. Dans cette section, nous en présentons brièvement quelques-unes, notamment celles qui peuvent influencer nos résultats.

Le schéma radiatif : la partie de la paramétrisation relative au spectre visible est basée sur les travaux de Fouquart et Bonnel (1980), tandis que la partie relative au rayonnement infra-rouge est basée sur les travaux de Morcrette et al. (1986). L'OLR produit par le modèle est en grande partie issu de cette paramétrisation. C'est dans ce cadre que l'OLR diagnostiqué par LMDz prend en compte la couverture nuageuse ainsi que la microphysique des nuages. L'effet radiatif des nuages est aussi très important pour la partie visible du spectre, ainsi l'aire relative de ciel clair par rapport à la couverture nuageuse, et le contenu en eau liquide et solide du nuage doivent également être évalués. Dans le modèle, la plus grande partie des nuages sont produits à l'échelle sous maille.

Le schéma de nuage : les paramétrisations de la fraction f de couverture nuageuse et du contenu en eau du nuage q_c sont basées sur les travaux de Bony et Emanuel (2001). Pour les *nuages de grande échelle*, leur présence est déterminée à partir de la variable de grande échelle q_t , du contenu total en eau (vapeur + condensat), et de la variable q_{sat} , le rapport d'humidité saturante. Dans les régions convectives, les variables de grande échelle sont cependant de mauvais prédicteurs de la fraction nuageuse, et la paramétrisation des nuages doit être couplée au schéma de convection. Le diagnostic de ces *nuages convectifs* dépend donc du schéma de convection utilisé.

Le schéma de convection : la convection est représentée par un schéma numérique qui permet de déterminer les caractéristiques de la convection en fonction des variables d'état du modèle (température, humidité et vitesses moyennes dans chaque maille). Le modèle LMDz peut utiliser deux schémas de convection bien distincts, celui de Tiedtke (1989) et celui d'Emanuel (1991 & 1993). Cette particularité de la version 4 du modèle LMDz est un réel atout pour notre étude. Bien que très différents, ces deux schémas de convection sont des schémas dit en « flux de masse », car la convection est décrite par un ensemble de courants ascendants et descendants, saturés ou non, le déclenchement dépendant des critères de stabilité de l'atmosphère. Une description détaillée de la sensibilité du modèle aux différentes paramétrisations, et notamment la sensibilité du modèle au schéma de convection utilisé, est donnée dans l'article de Hourdin et al. (2006). Une différence très importante entre ces deux schémas de convection réside au niveau du couplage avec le schéma de nuage. Dans le cas du schéma d'Emanuel (1991 & 1993), les paramétrisations des nuages et de la convection sont couplées (Bony et Emanuel, 2001) et la concentration locale d'eau condensée sous maille est prédite par le schéma de convection, puis elle est

ajoutée aux variables de grande échelle, pour prédire la fraction nuageuse f . Au contraire, lorsque le schéma de convection de Tiedtke (1989) est utilisé, une couverture nuageuse homogène est imposée entre la base et le sommet du nuage. La fraction nuageuse est alors fonction de l'intégrale verticale du puits d'humidité dû à la convection.

Dans les tropiques, la quasi-totalité des précipitations est expliquée par les précipitations convectives. Nous avons vu précédemment que les champs d'OLR et de précipitation sont fortement corrélés. Or, dans les modèles, cette corrélation est moins évidente, car les champs de précipitations et d'OLR ne dépendent pas directement du même schéma de paramétrisation. La couverture nuageuse vue par le schéma radiatif est calculée à partir des fractions nuageuses de grandes échelles et des fractions nuageuses des nuages convectifs. C'est pourquoi, dans le cas de comparaisons inter-modèles, les précipitations sont préférentiellement utilisées comme proxy de la convection (*e.g.* Ricciardulli et Garcia, 2000 ; Horinouchi et al., 2003). C'est aussi l'approche que nous suivons au chapitre 3, où les champs de précipitation sont utilisés comme proxy de la convection du modèle. Dans le cas de l'étude du chapitre 4, nous utilisons les champs d'OLR, car les données d'OLR de la NOAA s'étendent sur une période de temps plus longue que les données de précipitations du GPCP, permettant une meilleure validation statistique des performances du modèle.

La paramétrisation des ondes de gravité non orographique : la paramétrisation des ondes de gravité non orographiques du modèle est basée sur les travaux de Hines (1997a & 1997b) et a été adaptée pour le modèle à partir des travaux de Manzini et al. (1997). Cette paramétrisation traite le champ d'onde globalement et en assurant que son spectre en nombre vertical m suit une courbe de type m^{-3} conformément aux observations. Au fur et à mesure que ces ondes se propagent verticalement une partie du spectre est érodée, essentiellement parce que certaines ondes rencontrent un niveau critique, en partie car l'écoulement moyen varie, et aussi car les paquets d'onde sont advectés par les fluctuations du vent dues au champ d'onde lui-même. On parle alors de dispersion Doppler, une manière de représenter l'aspect fondamentalement non linéaire du déferlement. Dans ce travail, ce type de paramétrisation est appelé "globalement spectrale", en opposition aux paramétrisation "à ondes multiples", où le champ d'ondes est représenté comme une superposition d'ondes monochromatiques quasi-indépendantes (Garcia et al., 2007), et leur déferlement est traité comme dans Lindzen (1981). Le schéma de paramétrisation de Hines (1997a & 1997b) a été introduit dans LMDz par Lott et al. (2005) où il est montré qu'il permet au modèle LMDz avec stratosphère de bien représenter le climat stratosphérique aux moyennes et hautes latitudes. Un schéma à ondes multiples, développé pour mieux inclure à moyen terme l'origine convective des ondes de gravité, est présenté au chapitre 5.

2.3 Théorie linéaire des ondes

La plupart des méthodes statistiques exploitées au cours de cette thèse pour l'étude des ondes équatoriales utilisent certains aspects fondamentaux de la théorie linéaire des ondes équatoriales. Nous rappelons donc cette théorie en utilisant le même système d'unités que celui utilisé pour étudier les ondes planétaires libres, car nous savons que ces dernières ont une signature visible dans les régions équatoriales (Lott et al., 2009). A titre d'exemple, la

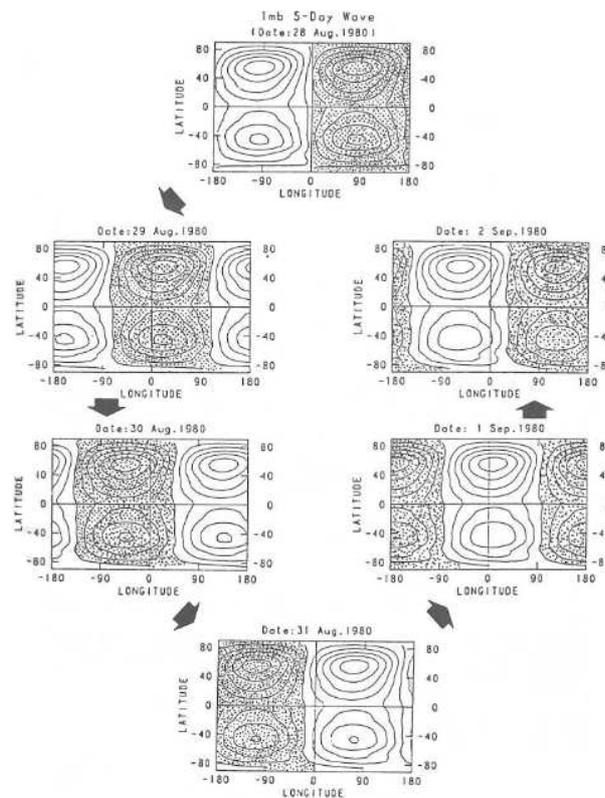


Fig. 2.3 : l'onde à 5 jours observée à 1 hPa par le satellite *TIRON-N* durant 6 jours en Août 1980. Le premier mode de l'analyse de Fourier de l'anomalie de la hauteur géopotentielle a été filtré pour sélectionner les périodes de 5 à 6 jours (pour les directions Est et Ouest). Les régions grisées représentent les anomalies de hauteur négatives. L'intervalle entre deux contours est de 20m (figure extraite de Andrews et al. (1987)).

Fig. 2.3 présente un cas d'observation de l'onde à 5 jours, (Madden, 1978 ; Hirota et al, 1984). Nous observons que l'onde se propage vers l'Ouest et avec un nombre d'onde zonal $s = 1$. Il existe également d'autres modes d'ondes libres, comme l'onde à 16 jours de nombre d'onde zonal $s = 1$ (Madden, 1978), ou l'onde à 4 jours avec un nombre d'onde zonal $s = 2$ (Hirota et Hirooka, 1984 ; Hirooka et Hirota, 1985).

2.3.1 Les équations primitives en coordonnées log-pression sur la sphère

Pour décrire les ondes, nous allons utiliser les équations hydrostatiques de l'atmosphère en coordonnées "log-pression" sur la sphère (Holton, 1975) :

$$\frac{Du}{Dt} - \frac{uv \tan \phi}{a} - 2\Omega \sin \phi v = -\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} + X \quad (2.1a)$$

$$\frac{Dv}{Dt} + \frac{u^2 \tan \phi}{a} - 2\Omega \sin \phi u = -\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi} + Y \quad (2.1b)$$

$$\frac{\rho_0}{a \cos \phi} \left(\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial (v \cos \phi)}{\partial \phi} \right) + \frac{\partial (\rho_0 w)}{\partial z} = 0 \quad (2.1c)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{RT}{H} \quad (2.1d)$$

$$\frac{DT}{Dt} + \frac{\kappa T w}{H} = \frac{J}{c_p} \quad (2.1e)$$

Dans le système (2.1), la coordonnée verticale z s'écrit sous la forme $z \equiv -H \ln(p/p_s)$ où H la hauteur caractéristique de l'atmosphère s'écrit sous la forme $H = RT_s/g$, avec g l'accélération de la pesanteur, T_s une température de référence et $R = 287 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$ la constante des gaz. Pour l'étude de la moyenne atmosphère il est assez courant de considérer $H = 7 \text{ km}$, ce qui équivaut à une température $T_s = 240 \text{ K}$. Le terme p est la pression et $p_s \approx 1013 \text{ hPa}$, sa valeur de référence au niveau de la mer. Les termes λ et ϕ sont respectivement la longitude et la latitude, u le vent zonal (2.1a), v le vent méridien (2.1b), et Φ le géopotentiel (2.1d). X et Y représentent des termes de friction, a est le rayon de la Terre et Ω sa vitesse de rotation. L'équation (2.1d) est l'équation de l'équilibre hydrostatique. Dans l'équation de continuité (2.1c), w est la composante verticale de la vitesse et ρ_0 la densité de l'air ; $\rho_0 = \rho_r e^{z/2H}$. Enfin, l'équation de la thermodynamique (2.1e) montre la relation entre un terme de chauffage diabatique J/c_p (en Kelvin par jour où c_p est la capacité calorifique de l'air) et la variation de la température T , enfin $\kappa = R/c_p$. Des équations (2.1d) et (2.1e) nous déduisons

$$\frac{D\Phi_z}{Dt} + \frac{\kappa}{H} w \Phi_z = 0 \quad (2.2)$$

Dans l'équation (2.2), l'indice "z" correspond à la dérivée verticale. Pour un sol "plat", la condition d'imperméabilité au sol est donnée par l'équation

$$\frac{D\Phi}{Dt} = 0 \quad \text{en } z = 0 , \quad (2.3)$$

Il est conventionnel de linéariser le système d'équations (2.1) autour d'un état moyen (noté avec l'indice "0") au repos où $\bar{u}_0 = \bar{v}_0 = \bar{w}_0 = 0$. Pour étudier les ondes libres, il est aussi conventionnel de négliger les termes de forçage X, Y , et J/c_p . Le système d'équations (2.1) linéarisé s'écrit alors

$$\frac{\partial u'}{\partial t} - 2\Omega \sin \phi v' = -\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \Phi'}{\partial \lambda} \quad (2.4a)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + 2\Omega \sin \phi u' = -\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi'}{\partial \phi} \quad (2.4b)$$

$$\frac{1}{a \cos \phi} \left(\frac{\partial u'}{\partial \lambda} + \frac{\partial (v' \cos \phi)}{\partial \phi} \right) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial (\rho_0 w')}{\partial z} = 0 \quad (2.4c)$$

$$\frac{\partial \Phi'_z}{\partial t} + N^2 w' = 0, \quad \text{avec } N^2 = \frac{\kappa}{H} \Phi_{0z} + \Phi_{0zz} . \quad (2.4d)$$

Après linéarisation, la condition au sol se ré-écrit

$$\partial_t \Phi' + w' \partial_z \Phi_0 = 0 \quad \text{en } z = 0 . \quad (2.5)$$

Dans le système (2.4), les équations (2.4a) et (2.4b) ne font intervenir aucun coefficient qui varie suivant la verticale. Nous pouvons donc supposer que u', v' et Φ' ont la même structure verticale, et séparer les variables verticales et horizontales en écrivant que les solutions sont de la forme

$$\{u', v', \Phi'\}(\lambda, \phi, z, t) = e^{z/2H} U(z) \{\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{\Phi}\}(\lambda, \phi, t) \quad (2.6a)$$

et

$$w'(\lambda, \phi, z, t) = e^{z/2H} W(z) \tilde{w}(\lambda, \phi, t) . \quad (2.6b)$$

En substituant (2.6a) aux équations (2.4), nous obtenons

$$\partial_t \tilde{u} - 2\Omega \sin \phi \tilde{v} = -\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial \lambda} \quad , \quad (2.7a)$$

$$\partial_t \tilde{v} + 2\Omega \sin \phi \tilde{u} = -\frac{1}{a} \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial \phi} \quad , \quad (2.7b)$$

$$U(z) \frac{1}{a \cos \phi} \left(\partial_\lambda \tilde{u} + \partial_\phi (\tilde{v} \cos \phi) \right) + \tilde{w} \left(W_z(z) - \frac{W(z)}{2H} \right) = 0 \quad , \quad (2.7c)$$

$$\left(U_z(z) + \frac{U}{2H} \right) \tilde{\Phi}_t + N^2 W(z) \tilde{w} = 0 \quad . \quad (2.7d)$$

En toute généralité nous déduisons de (2.7c) que U et $W_z - \frac{W}{2H}$ sont proportionnel et pouvons considérer que,

$$U = W_z - \frac{W}{2H} \quad (2.8)$$

En substituant l'équation (2.8) à l'équation (2.7d), nous obtenons l'égalité des rapports

$$\frac{\tilde{\Phi}_t}{\tilde{w}} = -\frac{N^2 W}{W_{zz} - \frac{W}{4H^2}} \quad , \quad (2.9)$$

nécessairement égaux à une constante, puisque le membre de gauche de l'équation (2.9) ne varie qu'en fonction de λ , ϕ et t tandis que le terme de droite ne varie que suivant z ,

$$\frac{\tilde{\Phi}_t}{\tilde{w}} = gh \quad . \quad (2.10)$$

Ainsi, en injectant l'équation (2.8) dans l'équation (2.7c), puis en utilisant l'égalité (2.10), l'équation de conservation de la masse se ré-écrit finalement sous la forme :

$$\frac{1}{a \cos \phi} \left(\partial_\lambda \tilde{u} + \partial_\phi (\tilde{v} \cos \phi) \right) + \frac{1}{gh} \tilde{\Phi}_t = 0 \quad . \quad (2.11)$$

En combinant les équations (2.9) et (2.10), nous déduisons l'équation pour la structure verticale,

$$W_{zz} + W \left(\frac{N^2}{gh} - \frac{1}{4H^2} \right) = 0 \quad . \quad (2.12)$$

Les trois équations (2.7a), (2.7b) et (2.11) (*en gras*), sont les *équations de Laplace des marées*, car elles sont identiques à celles d'une perturbation pour une couche mince de fluide sur la sphère, où le fluide a alors une épaisseur moyenne h très petite devant le rayon a de

la Terre. Les termes \tilde{u} et \tilde{v} représentent les composantes horizontales de la vitesse, et le rapport $g^{-1}\tilde{\Phi}$ correspond à la hauteur de la variation de la surface libre. La constante de séparation h est appelée *hauteur équivalente*.

Il est important de noter que la hauteur équivalente h ne correspond pas à une échelle caractéristique des variations verticales de $W(z)$. Par exemple, lorsque N est constant et que $0 < h < 4N^2H^2/g$ l'équation (2.12) admet alors des solutions sinusoidales suivant z dont la longueur d'onde verticale s'écrit :

$$\lambda_z = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{N^2}{gh} - \frac{1}{4H^2}}} . \quad (2.13)$$

La Fig. 2.4 présente la variation de λ_z avec h , où $H = 7$ km, et $N^2 \approx 4 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-2}$, c'est à dire des valeurs adaptées à la basse stratosphère. L'encadré en haut à gauche de la Fig. 2.4 donne une vue agrandit de la région du graphique près d'origine, en traits pleins. Nous y voyons que pour des hauteurs équivalentes qui varient entre 1 m et 100 m, les longueurs d'ondes verticales caractéristiques des perturbation sont comprises entre 1 km et 10 km. Cet ordre de grandeur correspond au domaine des ondes équatoriales d'échelles planétaires que nous décrivons dans la section 2.3.3. A l'opposé, lorsque h s'approche de la valeur $\frac{4N^2H^2}{g} = 8$ km, les solutions deviennent de plus en plus barotropes, et le sont strictement si h est supérieure à cette valeur critique. Nous verrons dans la section 2.3.2, qu'il s'agit alors du cas des ondes planétaires libres, où la valeur de $h \approx 10$ km est imposée par les conditions aux limites dans le cas d'une atmosphère isotherme.

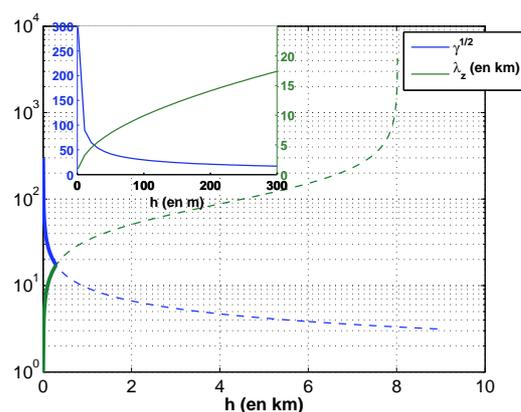


Fig. 2.4 : Variation de la longueur d'onde verticale λ_z (vert) et du paramètre de Lamb $\gamma^{1/2}$ (bleu) en fonction de la hauteur équivalent h pour $0 < h < 4N^2H^2/g$. L'encadré en haut à gauche donne une vue agrandie de la région près de l'origine, c'est à dire la partie des courbes en traits pleins et épais, pour des valeurs de h comprises entre 0 et 300 m.

Pour trouver les solutions des *équations de Laplace des marées* nous cherchons alors des

solutions sinusoidales :

$$\{\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{\Phi}\} = \text{Re} \left\{ \left[\hat{u}(\phi), \hat{v}(\phi), \hat{\Phi}(\phi) \right] e^{i(s\lambda - 2\Omega\sigma t)} \right\} \quad (2.14)$$

Le terme s , est le nombre d'onde zonal de l'onde qui a pour fréquence $\sigma = 2\pi/2\Omega\omega$ avec le terme $(2\sigma^{-1})$ qui s'exprime en jours. En écrivant les relations de polarisation pour \hat{u} et \hat{v} à partir des équations (2.7), puis en les introduisant dans l'équation de continuité (2.11), nous obtenons l'équation de Laplace des marées :

$$\mathcal{L}\hat{\Phi} + \gamma\hat{\Phi} = 0 \quad . \quad (2.15)$$

Le terme $\gamma \equiv 4\Omega^2 a^2 / gh$ est appelé *paramètre de Lamb* et sa variation en fonction de la hauteur équivalente h est représentée sur la Fig. 2.4. L'opérateur différentiel linéaire du second ordre,

$$\mathcal{L} \equiv \frac{d}{d\mu} \left[\frac{(1-\mu^2)}{(\sigma^2 - \mu^2)} \frac{d}{d\mu} \right] - \frac{1}{\sigma^2 - \mu^2} \left[\frac{-s(\sigma^2 + \mu^2)}{\sigma(\sigma^2 - \mu^2)} + \frac{s^2}{1 - \mu^2} \right] \quad , \quad (2.16)$$

est obtenu en posant $\mu \equiv \sin \phi$. Les conditions aux limites sont définies de sorte que $\hat{\Phi}$ soit borné aux pôles, c'est à dire en $\mu = \pm 1$. Pour résoudre cette équation, le problème peut être ramené à un problème aux valeurs propres. Par exemple, pour un s et un σ donnés, il existe une infinité dénombrable de valeurs propres $\gamma_n^{(\sigma,s)}$ (ou hauteurs équivalentes $h_n^{(\sigma,s)}$) associées aux fonctions propres $\Theta_n^{(\sigma,s)}$. Les fonctions propres $\Theta_n^{(\sigma,s)}$ sont appelées *fonctions de Hough* et pour un n entier donné, elles satisfont la relation :

$$\mathcal{L}.\Theta_n^{(\sigma,s)} + \gamma_n^{(\sigma,s)}\Theta_n^{(\sigma,s)} = 0. \quad (2.17)$$

Les fonctions de Hough $\Theta_n^{(\sigma,s)}$, ainsi que leurs valeurs propres associées $\gamma_n^{(\sigma,s)}$ ont toutes été cataloguées par Longuet-Higgins en 1968. Quelques exemples de la variation de $\gamma^{-1/2}$ en fonction de la fréquence σ sont présentés sur la Fig. 2.5, pour plusieurs valeurs de n et pour un nombre d'onde zonal $s = 1$ (seuls les cas où h est positif sont représentés). Plusieurs classes d'ondes sont différentiables sur cette figure. Les ondes avec une vitesse de phase positive (Fig. 2.5a) peuvent toutes être considérées comme des ondes d'inertie-gravité excepté dans la limite où $\gamma \rightarrow 0$. Dans cette limite, les deux courbes les plus basses (*orange*) correspondent respectivement aux ondes de Kelvin et aux ondes de Rossby gravité, qui ont une vitesse de phase positive. Dans le cas des ondes avec une vitesse de phase négative (Fig. 2.5b), nous pouvons séparer les modes en trois classes : les ondes de Rossby gravité (*orange*), les ondes d'Inertie gravité (*vert*), et les ondes planétaires de Rossby (*bleu*).

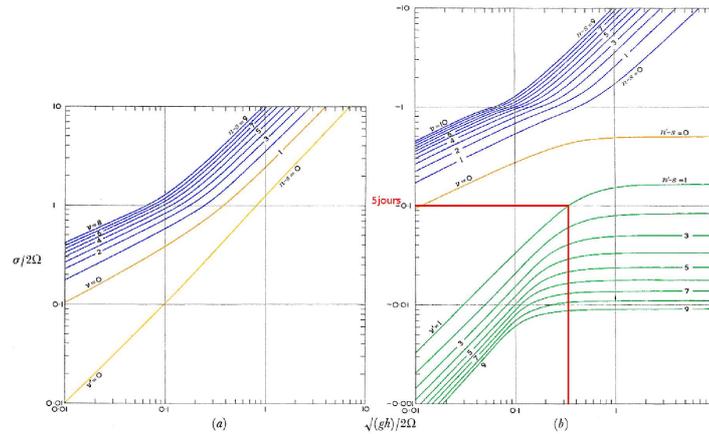


Fig. 2.5 : Evolution du paramètre de Lamb $\gamma^{-1/2} = (gh)^{1/2}/2\Omega a$ en fonction de σ , la fréquence, pour un nombre d'onde zonal $s = 1$. La hauteur équivalente h est strictement positive ($\gamma > 0$). Séparation entre les vitesses de phase positives (a) et les vitesses de phase négatives (b). Les courbes *vertes* représentent les ondes internes de gravité, les *bleues* les ondes planétaires et les 3 courbes *oranges* les cas particuliers des ondes de Kelvin (en a) et les ondes mixte de Rossby gravité (en a et b). Sur le graphique de droite (en b). La période $\sigma^{-1} = 5$ jours est mise en évidence (*rouge*) pour l'onde de Rossby $\nu = 1$. (Extrait de Longuet-Higgins (1968)).

2.3.2 Les ondes libres

La théorie la plus simple pour décrire ces modes est de considérer, comme précédemment, le cas de perturbations non forcées pour une atmosphère au repos, et pour le système linéarisé d'équations (2.4) nous imposons $X = Y = J/c_p = 0$. A titre d'exemple, si l'on considère une atmosphère isotherme avec $\bar{T} = T_s = \text{constante}$, nous déduisons de l'équation (2.1d) que $\Phi_{0z} = \frac{RT_s}{H}$ et à partir de l'expression de N^2 en (2.4d) nous obtenons que $N^2 = \frac{R\kappa T_s}{H^2}$. Dans cette limite, et à partir des équations (2.5), (2.6a), (2.6b), (2.7c) et (2.7d), nous pouvons ré-écrire la condition à la limite inférieure sous la forme :

$$W_z + W\left(\frac{1}{h} - \frac{1}{2H}\right) = 0 \quad \text{en } z = 0 \quad . \quad (2.18)$$

La densité d'énergie par unité de volume doit tendre vers zéro à la limite supérieure, en d'autres termes ; $W \rightarrow 0$ lorsque $z \rightarrow \infty$. D'après l'équation (2.12), $W(z)$ ne peut satisfaire la condition au sol et la condition en $z \rightarrow \infty$ que si $h = (1 - \kappa)^{-1}H = 7/5H$. Ainsi, nous obtenons que

$$W(z) \propto e^{-\frac{3}{14}z/H} \quad , \quad (2.19)$$

et de l'équation (2.6b),

$$w' \propto e^{\kappa z/H} \quad . \quad (2.20)$$

Le terme $U(z)$ ayant la même dépendance en z que $W(z)$ (cf. éq. 2.8) :

$$\{u', v', \Phi', T'\} \propto e^{\kappa z/H} \quad . \quad (2.21)$$

L'onde n'a donc pas d'inclinaison des lignes de phase avec l'altitude et les champs de vitesse et de température croissent avec l'altitude.

De la limite où $h = 7/5H \approx 10$ km et avec $T_s = 240$ K nous déduisons alors que $\gamma^{1/2} \approx 0.3$. Sur la Fig. 2.5b, nous remarquons que pour l'onde de Rossby $\nu = 1$ (*1^{ère} courbe verte*) et pour $\gamma^{1/2} \approx 0.3$ (*rouge*), nous retrouvons la période $\sigma^{-1} = 5$ jours de l'onde de Rossby planétaire $s = 1$ des moyennes latitudes de la Fig. 2.3.

2.3.3 Les ondes équatoriales

Comme il a déjà été dit précédemment, le cas particulier des ondes équatoriales peut être dérivé de la théorie des marées. Dans la limite où $\gamma \rightarrow 0$, c'est à dire pour de petites hauteurs équivalentes et positives, il est possible de montrer que les modes de Hough deviennent piégés à l'équateur (Longuet-Higgins, 1968). Le confinement latitudinal implique que ces ondes peuvent être plus facilement étudiées en utilisant la géométrie du plan β -équatorial. Près de l'équateur, ϕ tend vers 0, ainsi $\sin \phi \rightarrow \phi$ et $\cos \phi \rightarrow 1$ au premier ordre. Pour le reste le formalisme utilisé peut rester proche de celui utilisé précédemment. Les solutions recherchées sont toujours des ondes monochromatiques (éq. 2.14). Dans le plan β -équatorial, les solutions (2.14) injectées dans les trois équations des marées (2.7a), (2.7b) et (2.11) permettent d'écrire le système suivant :

$$-2i\Omega\sigma\hat{u} - 2\Omega\phi\hat{v} + \frac{is}{a}\hat{\Phi} = 0 \quad (2.22a)$$

$$-2i\Omega\sigma\hat{v} + 2\Omega\phi\hat{u} + \frac{1}{a}\hat{\Phi}_\phi = 0 \quad (2.22b)$$

$$\frac{is}{a}\hat{u} + \frac{1}{a}\hat{v}_\phi + -2i\frac{\Omega\sigma}{gh}\hat{\Phi} = 0 \quad (2.22c)$$

L'équation pour la structure verticale de ces ondes reste identique à celle de l'équation (2.12), soit :

$$W_{zz} + W\left(\frac{N^2}{gh} - \frac{1}{4H^2}\right) = 0 \quad (2.12)$$

La séparation entre la structure verticale et la structure horizontale permet de traiter le cas où N^2 varie. Pour simplifier le problème, nous considérons le cas où N^2 est constant, ainsi nous définissons le nombre d'onde verticale $m = \frac{2\pi}{\lambda_z}$, avec λ_z la longueur d'onde verticale. Il est alors équivalent de chercher des solutions ayant un nombre d'onde vertical m tel que :

$$m^2 = \frac{N^2}{gh} - \frac{1}{4H^2} \quad (2.23)$$

Par rapport au cas des ondes planétaires libres, il est alors plus simple de chercher des solutions en utilisant la vitesse méridienne plutôt que $\widehat{\Phi}$ lorsque l'on est sur la sphère. Une fois \widehat{v} connu, on peut déterminer \widehat{u} et $\widehat{\Phi}$ en combinant les équations (2.22a) et (2.22c),

$$(\gamma\sigma^2 - s^2) \widehat{u} = i\sigma\gamma\phi\widehat{v} - is\widehat{v}_\phi \quad (2.24a)$$

$$(\gamma\sigma^2 - s^2) \widehat{\Phi} = -2i\Omega\sigma a\widehat{v}_\phi + 2i\Omega a s\phi\widehat{v} \quad (2.24b)$$

$$\text{et toujours : } \frac{is}{a}\widehat{u} + \frac{1}{a}\widehat{v}_\phi + -2i\frac{\Omega\sigma}{gh}\widehat{\Phi} = 0 \quad (2.22c)$$

2.3.3.1 Solutions pour une vitesse méridienne nulle : l'onde de Kelvin

Comme nous classons les solutions en fonction du champ \widehat{v} , il est naturel de chercher en premier celles pour lesquelles $\widehat{v} = 0$, les ondes de Kelvin. A partir des équations (5.4a) et (5.4b), nous déduisons

$$\sigma^2 = s^2/\gamma^2 \quad (2.25)$$

Pour déterminer la structure horizontale de l'onde il faut revenir au système (2.22), et montrer à partir de (2.22a) et (2.22b) que

$$\widehat{\Phi}_\phi + \frac{s\phi}{\sigma}\widehat{\Phi} = 0 \quad (2.26)$$

et qui a pour solution, $\widehat{\Phi}(\phi) = \widehat{\Phi}_0 e^{-\frac{s}{2\sigma}\phi^2}$. Il faut donc que le rapport s/σ soit positif pour que la solution reste bornée, ce qui implique

$$\sigma = +s/\sqrt{\gamma} \quad (2.27)$$

Cette équation (2.27) est la relation de dispersion pour les ondes de Kelvin. Le géopotential et la vitesse se réécrivent alors sous la forme :

$$\widehat{\Phi}(\phi) = \widehat{\Phi}_0 e^{-\frac{\gamma^{1/2}}{2}\phi^2} \quad \text{et} \quad \widehat{u}(\phi) = \frac{\widehat{\Phi}(\phi)}{\sqrt{gh}} \quad (2.28)$$

D'après les équations (2.28), nous remarquons que \widehat{u} et le géopotential $\widehat{\Phi}$ sont en phase et présentent une structure symétrique par rapport à l'équateur, maximale pour $\phi = 0$. La structure théorique de l'onde de Kelvin est représentée sur la Fig. 2.6.a, où sont représentés la hauteur géopotentielle (*plages de couleur*) et le vent horizontal (*flèches*) associés à l'onde de Kelvin.

2.3.3.2 Solutions pour une vitesse méridienne non nulle

Nous reprenons maintenant les deux équations de polarisation (5.4) et nous les injectons dans l'équation du mouvement méridien (2.22b) et obtenons

$$\widehat{v}_{\phi\phi} + \left(\gamma\sigma^2 - s^2 - \frac{s}{\sigma} + \gamma\phi^2 \right) \widehat{v} = 0 \quad . \quad (2.29)$$

En cherchant alors une solution de la forme $\widehat{v}(\phi) = e^{-\gamma^{1/2}\phi^2/2} V(\gamma^{1/4}\phi)$, nous obtenons une nouvelle équation différentielle pour V :

$$V'' - 2\gamma^{1/4}\phi V' + \left(\gamma^{1/2}\sigma^2 - \frac{s^2}{\gamma^{1/2}} - \frac{s}{\gamma^{1/2}\sigma} + 1 \right) V = 0 \quad . \quad (2.30)$$

Cette équation différentielle est vérifiée par la classe des polynômes d'Hermite H_ν , avec ν le degré du polynôme. En posant $x = \gamma^{1/4}\phi$, on obtient :

$$H_\nu'' - 2xH_\nu' + 2\nu H_\nu = 0 \quad . \quad (2.31)$$

La solution pour la vitesse méridienne se ré-écrit alors :

$$V(\phi) = e^{-\gamma^{1/2}\phi^2/2} H_\nu(\gamma^{1/4}\phi) \quad . \quad (2.32)$$

Les structures pour $\widehat{u}(\phi)$ et $\widehat{\Phi}(\phi)$ peuvent être déduites de la même manière. En identifiant les termes de l'équation (2.30) et ceux de l'équation (2.31), nous déduisons une relation entre la fréquence σ de l'onde et le nombre d'onde zonal s , qui dépend du degré ν du polynôme :

$$\gamma^{1/2} (2\nu - 1) = \gamma\sigma^2 - s^2 - \frac{s}{\sigma} \quad . \quad (2.33)$$

Cette relation est la relation de dispersion des ondes équatoriales. Le degré ν du polynôme d'Hermite correspond au nombre de noeuds de l'onde pour \widehat{v} suivant un méridien. Ainsi, selon les valeurs de ν , nous identifions plusieurs classes d'ondes.

2.3.3.3 L'onde de Rossby gravité, $\nu = 0$

L'onde mixte de Rossby gravité est une solution dont la forme ne fait intervenir que le premier polynôme $H_0 = 1$. Nous déduisons alors les solutions :

$$\left(\widehat{u}, V, \widehat{\Phi} \right) (\phi) = \left(i\sigma\gamma^{1/2}\phi, 1, 2ia\Omega\sigma\phi \right) e^{-\gamma^{1/2}\phi^2/2} \quad . \quad (2.34)$$

De ces solutions, nous remarquons que $\widehat{\Phi}$ et \widehat{u} sont antisymétriques par rapport à l'équateur, alors que \widehat{v} est symétrique et maximal à l'équateur. La structure de l'onde de Rossby gravité est présentée sur la Fig. 2.6.b, où sont représentés la hauteur géopotentielle (*plages de couleur*) et le vent horizontal (*flèches*) associé cette onde. La relation de dispersion (2.33)

se ré-écrit pour les ondes de Rossby gravité (avec $\nu = 0$) sous la forme :

$$\sigma = \frac{\gamma^{1/2}}{2} \left(s \pm \sqrt{s^2 + 4\gamma^{1/2}} \right) . \quad (2.35)$$

L'étude du signe de cette équation indique que les ondes de Rossby gravité peuvent se propager aussi bien vers l'Est que vers l'Ouest.

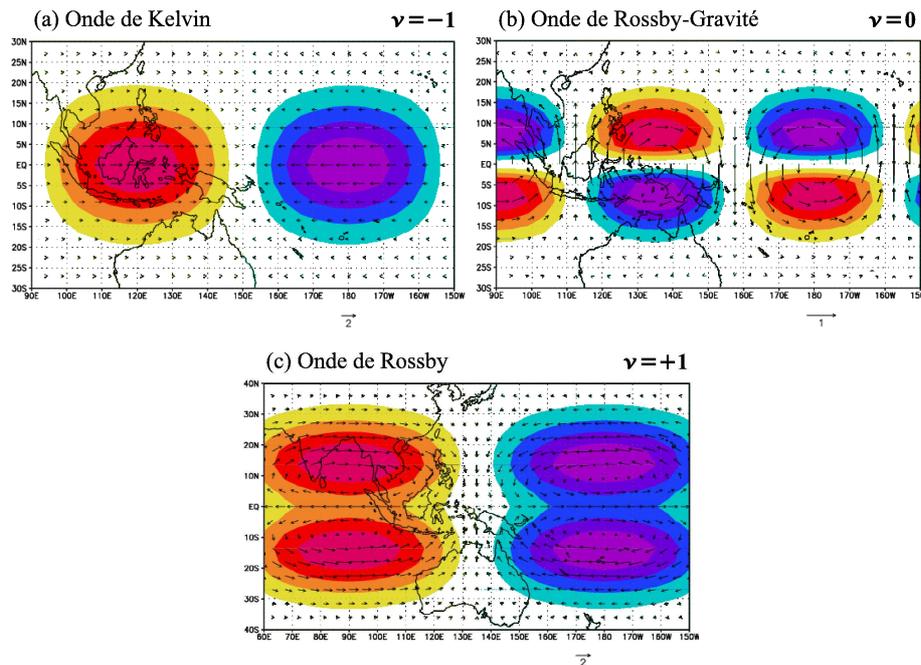


Fig. 2.6 : Structure horizontale des trois premiers modes équatoriaux, (a) l'onde de Kelvin avec $\nu = -1$, (b) l'onde de Rossby gravité qui se propage vers l'Ouest avec $\nu = 0$ et (c) l'onde de Rossby avec $\nu = +1$ Les plages de couleurs correspondent à la hauteur géopotentielle et les flèches au vent horizontal.

2.3.3.4 Les ondes de Rossby et les ondes de Gravité, $\nu \geq 1$

Pour les cas où $\nu \geq 1$, la relation de dispersion (2.33) est cubique en σ . Ceci implique que la résolution de ce polynôme du troisième degré donne lieu, dans notre cas, à trois solutions réelles pour $\gamma^{1/2}$. L'une d'entre elles est :

$$\gamma^{1/2} = \frac{(2\nu + 1) - \sqrt{(2\nu + 1)^2 + 4(\sigma^2 s^2 + \sigma s)}}{2\sigma^2} . \quad (2.36)$$

Afin d'avoir des solutions réalistes, la condition $-1 < \sigma s < 0$ doit être respectée. Cette équation (2.36) est la relation de dispersion des ondes de Rossby équatoriales, des modes lents se propageant uniquement vers l'Ouest de par leur fréquence négative. La structure horizontale de l'onde équatoriale de Rossby ($\nu = 1$) est représentée sur la Fig. 2.6c où sont montrés la hauteur géopotentielle (*plages de couleur*) et le vent horizontal (*flèches*). Nous

remarquons que cette onde est symétrique par rapport à l'équateur. Les deux autres racines correspondent à la relation :

$$\gamma^{1/2} = \frac{(2\nu + 1) + \sqrt{(2\nu + 1)^2 + 4(\sigma^2 s^2 + \sigma s)}}{2\sigma^2} , \quad (2.37)$$

qui correspond aux ondes équatoriales d'Inertie gravité, des modes hautes fréquences se propageant aussi bien vers l'Est que vers l'Ouest, du fait que σ peut être négatif ou positif.

Les modes équatoriaux pour $\nu \geq 1$ ont des structures méridionales plus complexes que celle des ondes de Kelvin ou des ondes mixtes de Rossby gravité. Leur structure par rapport à l'équateur dépend de la parité de ν . Pour des ν paires (impaires), les ondes sont antisymétriques (symétriques) par rapport à l'équateur. Par soucis d'homogénéité dans les notations des équations, les ondes de Kelvin sont généralement notées comme le mode équatorial $\nu = -1$.

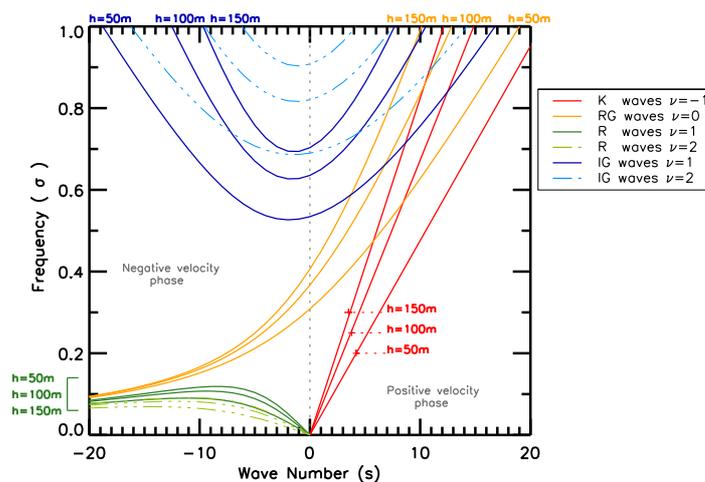


Fig. 2.7 : Courbes de dispersion pour les différents modes équatoriaux (nombre d'onde-fréquence), pour trois valeurs de hauteur équivalente h , 50 m, 100 m et 200 m ; les ondes de Kelvin en rouge pour $\nu = -1$, les ondes mixtes de Rossby gravité en orange pour $\nu = 0$. Les ondes d'Inertie gravité sont représentées en bleu foncé pour un nombre d'onde méridien $\nu = +1$ et en bleu clair pour un nombre d'onde méridien $\nu = +2$. De même, les ondes de Rossby gravité sont représentées pour deux modes méridiens, en vert foncé pour $\nu = +1$ et en vert clair pour $\nu = +2$.

La Fig. 2.7 représente les droites de dispersion calculées à partir de la relation dispersion des ondes équatoriales (2.33) pour différentes valeurs de ν et pour différentes valeurs de hauteurs h . Pour les ondes équatoriales s'applique $\gamma \rightarrow 0$ ce qui correspond à des hauteurs équivalentes h petites (cf. l'encadré de la Fig. 2.4). C'est pourquoi les droites de dispersions ont été calculée pour $h = 50$ m, $h = 100$ m et $h = 150$ m, et d'après la Fig. 2.4, ces valeurs correspondent à des longueurs d'ondes verticales $7 \text{ km} < \lambda_z < 15 \text{ km}$.

2.4 Méthodes d'analyse

2.4.1 L'analyse spectrale en fréquence et nombre d'onde

Pour diagnostiquer les ondes équatoriales, nous utilisons très souvent l'analyse spectrale – temps - longitude – qui est une méthode très couramment utilisée dans la littérature (Hayashi, 1982 ; Wheeler et Kiladis, 1999 ; Lott et al., 2009). Cette méthode décompose un champ qui dépend du temps et de la longitude en ondes qui dépendent de la fréquence et du nombre d'onde zonal. Le signe de la vitesse de phase de l'onde indique si elle se propage vers l'Est ou bien vers l'Ouest et dépend donc du rapport « fréquence-nombre d'onde ». Pour diagnostiquer les ondes équatoriales dans l'atmosphère, nous avons appliqué cette séparation sur les champs de précipitation et d'OLR pour les ondes dans la troposphère et également sur les champs dynamiques de hauteur géopotentielle, de vent zonal, de vent méridien et de température pour les ondes dans la troposphère et dans la stratosphère.

Pour estimer le spectre d'un champ $X(\lambda, \phi, t)$, où λ est la longitude, ϕ la latitude et t le temps, nous avons divisé les séries temporelles en segments de 360 jours. Dorénavant, la dimension temporelle du champ X est représentée par le jour j qui varie de 1 à 360 pour une année an , avec an qui varie de 1 à N_{an} où N_{an} est le nombre total d'années considérées. Nous avons également différencié les segments dits « d'étés », où les séries de 360 jours sont centrées sur le 1^{er} juillet, des segments dits « d'hivers » qui sont centrées sur le 1^{er} janvier. Le champ X est ensuite moyenné sur la bande équatoriale entre -10°S et 10°N . Nous introduisons ici la distinction entre la moyenne symétrique $\langle X \rangle_s$ du champ (éq. 2.38a) et la moyenne antisymétrique $\langle X \rangle_a$ (éq. 2.38b) par rapport à l'équateur,

$$\langle X \rangle_s(\lambda, j, an) = \frac{1}{N_\phi} \sum_{\phi=0}^{10^\circ\text{N}} \left(X(\lambda, \phi, j, an) + X(\lambda, -\phi, j, an) \right) \quad (2.38a)$$

$$\langle X \rangle_a(\lambda, j, an) = \frac{1}{N_\phi} \sum_{\phi=0}^{10^\circ\text{N}} \left(X(\lambda, \phi, j, an) - X(\lambda, -\phi, j, an) \right) \quad (2.38b)$$

Pour diminuer les effets de bords induits lors des troncutures de 360 jours, chaque segment est pondéré par une fonction cosinus de demie période de 90 jours à chacune de ses extrémités. De même, la tendance linéaire de chaque segment a été soustraite car une telle pente n'a pas de signification au sens des séries de Fourier et donne un surplus artificiel de puissance spectrale aux grandes fréquences. La double transformée de Fourier en temps et longitudes du champ moyen $\langle X \rangle_{s/a}$ est ensuite évaluée année après année

$$\langle X \rangle_{s/a}(\lambda, j, an) = \sum_{s=0}^{(nlon/2)-1} \sum_{n=0}^{360} \langle \hat{X} \rangle_{s/a}(s, \sigma_n, an) e^{i(s\lambda - 2\Omega\sigma_n t)} \quad (2.39)$$

Enfin, nous avons enlevé le cycle annuel de chaque segment, obtenu en moyennant tous les segments. Nous pouvons maintenant construire un périodogramme $P_{\langle X \rangle_{s/a}}$ pour chaque année,

$$P_{\langle X \rangle_{s/a}}(s, \sigma_n, an) = \langle \widehat{X} \rangle \langle \widehat{X} \rangle^*_{s/a} . \quad (2.40)$$

Le spectre total $S_{\langle X \rangle_{s/a}}$ est calculé en moyennant tous les périodogrammes sur les années,

$$S_{\langle X \rangle_{s/a}}(s, \sigma_n) = \frac{1}{N_{an}} \sum_{an=1}^{N_{an}} P_{\langle X \rangle_{s/a}}(s, \sigma_n, an) . \quad (2.41)$$

Ainsi, $S_{\langle X \rangle_{s/a}}$ ne dépend plus que du nombre d'onde zonal s et de la fréquence σ_n , et la moyenne annuelle a un effet de lissage qui permet de diminuer très fortement le rapport « signal sur bruit » qui est très élevé sur chacun des périodogrammes pris individuellement. Enfin, nous avons également lissé les spectres dans le temps en effectuant une moyenne glissante sur huit points.

2.4.1.1 Spectres des précipitations et de l'OLR

Les Figs. 2.8(a) et 2.8(b) présentent les spectres des précipitations pour les données GPCP, tandis que ceux de l'OLR sont représentés par les Figs. 2.8(c) et 2.8(d). Nous avons choisi de représenter des spectres moyens plutôt que de différencier les mois d'été des mois d'hiver, car les différences ne sont pas très importantes. Pour chaque champ, la composante symétrique du spectre est représentée sur les figures de gauche (2.8(a) et 2.8(c)) tandis que la partie antisymétrique sur les figures de droite (2.8(b) et 2.8(d)). Suivant le signe du nombre zonal, nous avons séparé le signal entre sa composante positive \oplus qui se propage vers l'Est ($c_\varphi > 0$), et sa composante négative \ominus , qui se propage vers l'Ouest ($c_\varphi < 0$).

Nous avons adopté une représentation linéaire conservative, dans le sens où le produit $\sigma S(s, \sigma)$ est représenté en fonction de (s) et du logarithme de (σ) . Cette représentation est particulièrement efficace puisqu'elle nous permet de nous affranchir de la nécessité de normaliser les spectres par le spectre d'un bruit rouge, comme il est fait dans les travaux de Wheeler et Kiladis (1999). En effet, la multiplication du spectre $S(s, \sigma)$ par σ en représentation logarithmique a pour effet de « blanchir » le spectre, ce qui permet d'éviter en partie cette normalisation. Avec une telle représentation, les modes équatoriaux apparaissent assez facilement.

La partie symétrique du spectre \oplus des précipitations — ou de l'OLR — S_s^\oplus montre un maximum bien défini, pour des périodes σ^{-1} de 3 à 12 jours, autour des nombres d'onde zonaux s de 2 à 7. Nous avons également représenté, sur ces figures, les courbes de dispersion des ondes de Kelvin calculées à partir de l'équation (2.33) pour $\nu = -1$ et trois hauteurs équivalentes $h = 20\text{m}$, $h = 50\text{m}$ et $h = 150\text{m}$. Les courbes qui se superposent le mieux aux maxima identifiés sont celles calculées avec $h = 20\text{m}$ et $h = 50\text{m}$. Comme l'ont

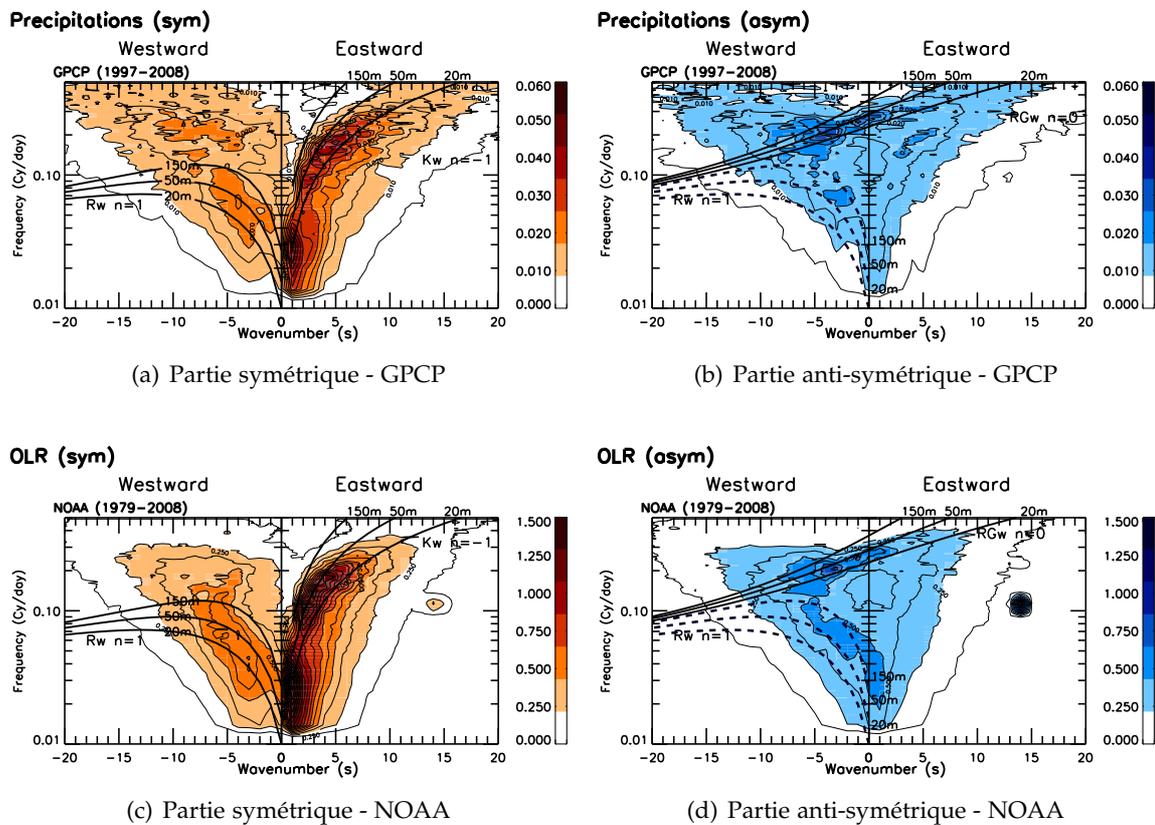


Fig. 2.8 : Spectres en fréquences et nombre d'onde des précipitations GPCP (haut) ($en\ mm^2 \cdot Cy \cdot j^{-1}$) et de l'OLR ($en\ W^2 \cdot m^{-4} \cdot Cy \cdot j^{-1}$) de la NOAA (bas). Distinction entre la partie symétrique des spectres 2.8(a)-2.8(c) et la partie antisymétrique 2.8(b)- 2.8(d). Les courbes noires correspondent aux droites de dispersion théorique des ondes équatoriales pour différents valeurs de ν et trois valeurs de hauteur équivalente $h = 20\ m$, $h = 50\ m$ et $h = 150\ m$. Pour les parties symétriques : droite de dispersion des ondes de Kelvin ($\nu = -1$) dans la direction Est, et les droites de dispersion pour les ondes de Rossby équatoriales ($\nu = +1$) dans la direction Ouest. Pour les parties antisymétriques, les droites de dispersion des ondes mixtes de Rossby gravité ($\nu = 0$) se propageant vers l'Est et vers l'Ouest.

montré Wheeler et Kiladis (1999), ce domaine spectral correspond à celui des ondes de Kelvin couplées à la convection. Nous reconnaissons également le signal de l'oscillation de Madden et Julian pour les nombres d'ondes planétaires $s = 1$ avec une période d'environ 50 jours.

La composante \ominus du spectre S_s^\ominus se propageant vers l'Ouest présente un signal un peu moins puissant que la composante \oplus . Néanmoins, il se détache un maximum pour des nombres d'onde $s = -5$ à $s = -1$ avec des périodes σ^{-1} plus grandes, comprises entre 10 et 30 jours. Ce pic correspond à la signature spectrale des ondes de Rossby équatoriales $\nu = 1$ couplées à la convection. Là aussi, nous avons représenté les courbes de dispersion des ondes de Rossby équatoriales calculées avec $\nu = 1$ pour les hauteurs équivalentes $h = 20\ m$, $h = 50\ m$, et $h = 150\ m$.

La partie antisymétrique du spectre (S_a^\oplus et S_a^\ominus) présente un large maximum qui s'étend depuis la composante \ominus jusqu'à la composante \oplus . A nouveau, nous avons tracé sur ces spectres les courbes de dispersion des ondes mixtes calculées avec $\nu = 0$ pour les trois hauteurs équivalentes $h = 20$ m, $h = 50$ m et $h = 150$ m. Les courbes de dispersion théoriques qui se superposent le mieux au maximum identifié correspondent de nouveau à celles calculées avec des hauteurs équivalentes h comprises entre 20 m et 50 m. Ce domaine s'étend sur des périodes σ^{-1} comprises entre 3 et 8 jours pour des nombres d'onde $s = -7$ jusqu'à $s = 3$. Ce maximum correspond au domaine spectral des ondes mixtes de Rossby gravité $\nu = 0$ couplées à la convection, lesquelles se propagent aussi bien vers l'Est que vers l'Ouest (Wheeler et Kiladis, 1999).

Nous avons mis en évidence les principaux modes équatoriaux couplés à la convection dans les données de précipitation GPCP comme cela a été fait de nombreuses fois pour l'OLR de la NOAA (*e.g.* Wheeler et Kiladis, 1999 ou Wheeler et al., 2000), ou encore avec des observations satellites de température de brillance du sommet des nuages (*e.g.* Yang et al., 2006).

2.4.1.2 Les ondes de la stratosphère équatoriale

Afin d'étudier les modes de variabilité de la stratosphère équatoriale, nous avons réalisé le spectre des champs dynamiques à 50 hPa dans les données ERA-Interim du CEPMMT. Une des particularités des ondes équatoriales est qu'il existe au moins un champ dynamique de signe uniforme pour une longitude donnée dans la bande de latitudes équatoriales. Conformément à la théorie, pour les ondes de Kelvin et les ondes de Rossby équatoriales, il s'agit de la température T , du vent zonal u et du géopotentiel Z , tandis qu'il s'agit du vent méridien v pour les ondes de Rossby gravité (*cf.* Fig. 2.6). Cette caractéristique des ondes équatoriales justifie pleinement la moyenne équatoriale des champs dynamiques réalisée afin de diminuer le rapport « signal sur bruit » lors de l'analyse spectrale. Le formalisme utilisé ici diffère quelque peu de celui décrit précédemment, dans le sens où la moyenne équatoriale du champ X ne s'effectue qu'une fois les périodogrammes P calculés. Dans ce cas, les périodogrammes sont notés $\langle P_X \rangle$ pour les différencier des précédents notés $P_{(X)}$ (éq. 2.40),

$$\langle P_X \rangle(s, \sigma_n, an) = \langle \widehat{X} \widehat{X}^* \rangle \quad . \quad (2.42)$$

Nous avons vérifié assez souvent que les deux méthodes donnent à peu près les mêmes spectres. Les spectres obtenus sont présentés sous une forme conservative en énergie avec des axes logarithmiques, où la quantité $s\sigma \langle S_X \rangle$ est tracée en fonction de $\log(s)$ et de $\log(\sigma)$ sur les Figs. 2.9. Cette représentation présente l'avantage de mettre en évidence les signaux de plus petits nombres d'ondes et de périodes plus courtes. Pour des soucis de lisibilité, la notation $\langle S_X \rangle$ est volontairement remplacée par S_X dans les sections qui suivent.

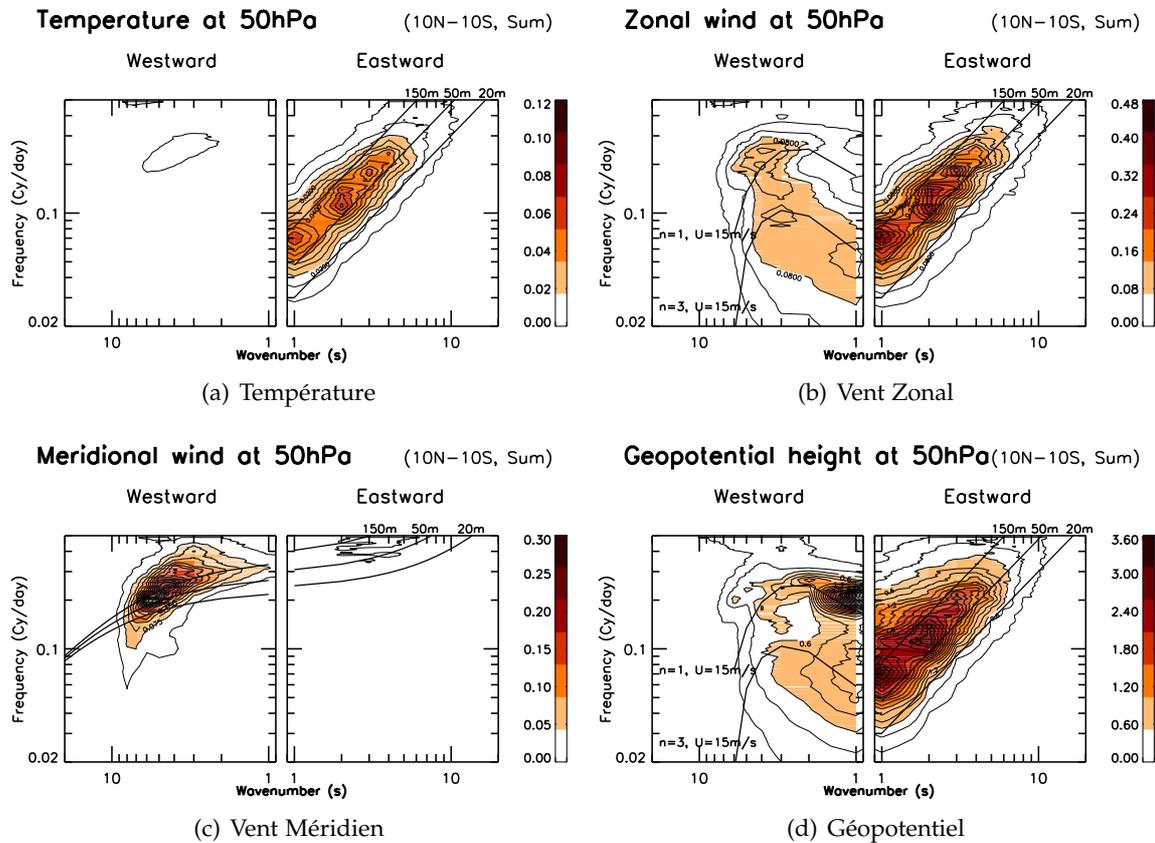


Fig. 2.9 : Spectres en fréquences et nombres d'onde des champs dynamiques stratosphériques à 50hPa (21km). (a) La température $s\sigma\langle T \rangle$ en $K^2.Cy.j^{-1}$, (b) le vent zonal $s\sigma\langle u \rangle$ en $m^2.s^{-2}.Cy.j^{-1}$, (c) le vent méridien $s\sigma\langle v \rangle$ en $m^2.s^{-2}.Cy.j^{-1}$ et (d) le géopotential $s\sigma\langle Z \rangle$ en $m^2.Cy.j^{-1}$. Sur chaque figure sont représentées les courbes de dispersion théoriques des ondes équatoriales calculées pour différentes valeurs de ν selon l'onde considérée ($\nu = -1$ pour l'onde de Kelvin et $\nu = 0$ pour l'onde de Rossby gravité) et pour trois valeurs de hauteur équivalente $h = 20$ m, $h = 50$ m et $h = 150$ m. Sur les composantes \ominus des spectres de vent zonal S_u^\ominus et de hauteur géopotentielle S_Z^\ominus , sont représentées les courbes de dispersion correspondant aux ondes planétaires libres. Elles ont été calculées pour des valeurs de $\nu = +1$ et $\nu = +3$ avec $h = 9800$ m et sont décalée en fréquence par un vent moyen $\bar{u} = 15$ m.s⁻¹.

Les ondes équatoriales

Le signal qui se propage vers l'Est du spectre de la température S_T^\oplus sur la Fig. 3.8(a) présente de larges maxima correspondant au domaine spectral des ondes de Kelvin (e.g. Shiotani et al., 1997; Ern et al., 2009). D'une part, nous identifions les ondes de Kelvin ayant des nombres d'onde $s = 2$, $s = 3$ et qui s'étendent jusqu'à $s = 6$ pour des périodes $\sigma^{-1} \approx 3 - 10$ jours. D'autre part, nous identifions aussi un second pic dû à l'onde de Kelvin planétaire $s = 1$ de période σ^{-1} comprise entre 10 et 20 jours. Le signal des ondes de Kelvin est également visible sur la composante \oplus du spectre du vent zonal S_u^\oplus (Fig. 3.8(b)) ainsi que sur celle du géopotential S_Z^\oplus (Fig. 3.8(d)). A nouveau, nous avons tracé les droites de dispersion des ondes de Kelvin, toujours pour les hauteurs équivalentes $h = 20$ m, $h = 50$ m, et $h = 150$ m. Nous remarquons que sur ces trois Figs. 2.9(a-b-d), les ondes

de Kelvin dans la stratosphère équatoriale ont une hauteur équivalente comprise entre $h = 50$ m et $h = 150$ m. La hauteur équivalente h étant directement reliée au nombre d'onde vertical m (éq. (2.23)), il est alors possible de déduire la longueur d'onde verticale $\lambda_z = 2\pi/m$.

Le signal qui se propage vers l'Ouest sur le spectre du vent méridien S_v^\ominus de la Fig. 3.8(c) présente un large maximum dans le domaine de Fourier des ondes de Rossby gravité qui se propagent vers l'Ouest avec des nombres d'onde s compris entre $s = -8$ et $s = -4$ avec des périodes $\sigma^{-1} \approx 3 - 8$ jours (*e.g.* Ern et al., 2009). Le maximum du signal est compris entre les deux droites de dispersion des ondes de Rossby gravité calculées avec des hauteurs équivalentes de $h = 50$ m et $h = 150$ m. La quasi-totalité de la puissance spectrale des champs dynamiques de la stratosphère équatoriale est expliquée par les ondes équatoriales de Kelvin et de Rossby gravité. Cependant les champs de vent zonal et de géopotentiel présentent aussi un fort signal d'ondes qui se propagent vers l'Ouest, correspondant aux ondes planétaires libres, en particulier pour $s = 1$ et autour des périodes de 5 jours et 16 jours.

Les ondes planétaires

Les ondes planétaires ont une large extension latitudinale, comme le montre, par exemple, l'onde à 5 jours sur la Fig. 2.3. Bien qu'elle soit maximale aux moyennes latitudes (autours de $\pm 45^\circ$), cette onde a aussi apparemment un signal dans les régions tropicales. Ce caractère global fait que les spectres du vent zonal S_u^\ominus (Fig. 3.8(b)) et du géopotentiel S_Z^\ominus (Fig. 3.8(d)) présentent des maxima associés à ces modes libres. Nous identifions, par exemple, sur le spectre du signal qui se propage vers l'Ouest S_Z^\ominus l'onde à 5 jours de nombre d'onde zonal $s = 1$ et de nombre d'onde méridien $\nu = 1$, ainsi que celle à 16 jours avec $s = 1$ et $\nu = 3$, également visible sur le spectre du vent zonal S_u^\ominus . D'autres ondes libres sont aussi identifiables sur le spectre du vent zonal S_u^\ominus avec des nombres d'onde plus petits comme celle où $s = 2, 3$ ou 4. Ces ondes ont la particularité d'être barotropes ($\Phi_z \approx 0$), ce qui implique qu'elles n'ont pas de signature sur le spectre S_T^\ominus de la température (*cf.* Fig. 3.8(a)) de part la relation hydrostatique (éq. 2.1d) $\Phi_z = RT/H$. Les ondes de Rossby planétaires aux moyennes latitudes évoluent dans un milieu avec une vitesse moyenne non nulle et subissent alors un décalage en fréquence. Ces ondes ont alors une fréquence intrinsèque $\hat{\sigma} = \sigma - k\bar{U}/\Omega$ où \bar{U} correspond à la moyenne zonale de l'écoulement et σ la fréquence absolue de l'onde. Ainsi, les droites de dispersion tracées sur ces figures (Fig. 3.8(b) et Fig. 3.8(d)) ont été calculées à partir de la relation de dispersion des ondes équatoriales (éq. 2.33) avec $\nu = 1$ et $\nu = 3$, pour une hauteur équivalente $h = 9800$ m, conformément à la théorie des ondes planétaires libres. Elles ont également été décalées en fréquence par un vent zonal $\bar{U} = 15 \text{ ms}^{-1}$, valeur qui correspond à une valeur moyenne du vent sur l'hémisphère d'hiver.

Cette analyse spectrale met en évidence le fait que les ondes de Kelvin ainsi que celles de Rossby gravité expliquent à elles seules une grande partie de la variabilité synoptique de la stratosphère équatoriale observables dans ces spectres. C'est pourquoi le travail effectué dans cette thèse est principalement centré autour de l'évaluation des ondes de Kelvin et de Rossby gravité aussi bien dans les réanalyses que dans le modèle.

2.4.2 Extraction des ondes équatoriales stratosphériques

2.4.2.1 Méthode des composites

La méthode des composites a pour but d'extraire les ondes équatoriales des champs dynamiques u , v , T et Z stratosphériques afin d'évaluer leur structure géométrique et de caractériser leur propagation.

Filtres

Nous avons donc tout d'abord appliqué des filtres passe-bande aux quatre champs dynamiques. Les spectres des fonctions de transfert des filtres contiennent largement les maxima identifiés précédemment et sont représentés sur la Fig. 2.10. Tout d'abord, nous avons éva-

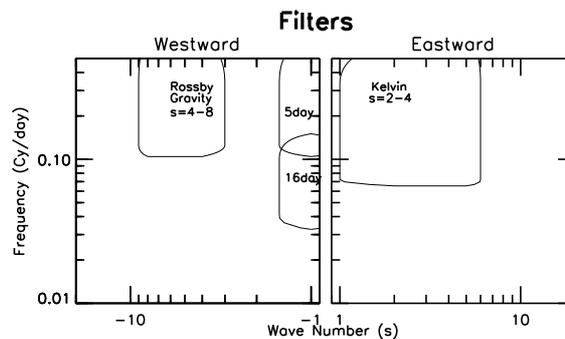


Fig. 2.10 : Filtres 2D spatio-temporels pour l'extraction des ondes équatoriales de Rossby gravité $s=4-8$, de Kelvin $s=2-4$ et des ondes Planétaires libres $s=1$ à 5 jours et à 16 jours.

lué la double transformée de Fourier en fréquences et nombres d'onde des champs dynamiques pour chaque altitude z et chaque latitude ϕ . Nous avons ensuite multiplié les coefficients de Fourier obtenus par la transformée de Fourier de la fonction de transfert du filtre. Ainsi pour un champ \hat{X} donné, sa valeur filtrée $\tilde{\hat{X}}$ est donnée par l'équation,

$$\tilde{\hat{X}}(\lambda, \phi, z, t) = \sum_{s=0}^{nlon/2} \sum_{n=0}^{N_{an} \times 360} \hat{f}(\sigma_n) \hat{g}(s) \hat{X}(s, \phi, z, \sigma_n) \quad . \quad (2.43)$$

Notons que le filtre est composé d'une partie temporelle $f(t)$ et d'une partie spatiale $g(\lambda)$. La transformée de Fourier du filtre temporel s'écrit sous la forme :

$$\hat{f}(\sigma) = \begin{cases} 0 & \text{si } \sigma \leq f_1 \text{ et si } f_4 \leq \sigma, \\ \left(1 - \cos [\pi(\sigma - f_1)/(f_2 - f_1)]\right) & \text{si } f_1 \leq f_2, \\ 1 & \text{si } f_2 \leq f_3, \\ \left(1 - \cos [\pi(\sigma - f_4)/(f_3 - f_4)]\right) & \text{si } f_3 \leq f_4 > 0 . \end{cases} \quad (2.44)$$

La transformée de Fourier du filtre horizontal est de la forme :

$$\hat{g}(s) = H(s - s_1)H(s_2 - 1) \text{ avec } \begin{cases} H = 0 & \text{si } s < 0 \\ H = 0.5 & \text{si } s = 0 \\ H = 1 & \text{si } s > 0 . \end{cases} \quad (2.45)$$

Les valeurs des coefficients $f_{1,4}$ et $s_{1,2}$ dépendent du type de l'onde à extraire. Ces coefficients sont répertoriés dans le Tableau 2.1. Pour construire les champs composites, il

Tab. 2.1 : Coefficients pour les différents filtres des équations 2.44 et 2.45

	Ondes équatoriales		Ondes planétaires	
	Kelvin s= 2- 4	Rossby gravité s = 4-8	5jrs s = 1	16 jrs s = 1
f_1^{-1}	13	-1	-1	-5
f_2^{-1}	10	-3	-3	-10
f_3^{-1}	3	-8	-8	-24
f_4^{-1}	1	-12	-12	-40
s_1	2	4	0.5	0.5
s_2	4	8	1.5	1.5
X_I	T	v	Z	u

faut tout d'abord calculer un index $I_{\langle \bar{X}_I \rangle}(t)$ qui dépend du temps. Le choix du champ X_I à indexer dépend de l'onde considérée. Par exemple, pour l'extraction des ondes de Kelvin, nous avons utilisé le champ de température pour construire l'index, alors que nous avons utilisé le vent méridien pour les ondes de Rossby gravité. Les X_I utilisés au cours de cette étude sont répertoriés sur la dernière ligne du Tableau 2.1.

Calcul de l'index $I_{\langle \bar{X}_I \rangle}(t)$

Le calcul de l'index est effectué à l'altitude $z_{ref} = 21$ km (ou $p_{ref} = 50$ hPa) de référence.

Nous avons tout d'abord « reconstruit » le champ filtré $\widetilde{\widetilde{X}}_I$ en calculant sa transformée de Fourier inverse pour obtenir le champ \widetilde{X}_I . Ce champ est ensuite moyenné sur la bande équatoriale entre les latitudes 10°N et 10°S . Le champ moyen $\langle \widetilde{X}_I \rangle$ ne dépend plus alors que de la longitude λ et du temps t .

Pour construire $I_{\langle \widetilde{X}_I \rangle}^{z_{ref}}(t)$, nous cherchons la longitude λ_M de telle sorte que pour un jour donné $\langle \widetilde{X}_I \rangle(\lambda_M, z_{ref}, t)$ soit maximal. Ainsi, l'index $I_{\langle \widetilde{X}_I \rangle}^{z_{ref}}(t)$ s'écrit sous la forme :

$$I_{\langle \widetilde{X}_I \rangle}^{z_{ref}}(t) = \langle \widetilde{X}_I \rangle(\lambda_M, z_{ref}, t) \quad . \quad (2.46)$$

Construction des champs composites

Les composites sont construits à partir des champs \widetilde{u} , \widetilde{v} , \widetilde{T} , et \widetilde{Z} filtrés, lorsque les valeurs de $I_{\langle \widetilde{X}_I \rangle}(t)$ présentent un maximum local excédant un certain seuil donné. Ce seuil est déterminé de sorte que le nombre de maxima sélectionnés - le nombre de cas N_c - soit environ égal au nombre d'années utilisées par séries de données; soit environ un événement majeur par année. Pour chacun des cas sélectionnés, les cartes composites des champs sont décalées en longitude de « $-\lambda_M$ » afin de centrer toutes les cartes composites à la même longitude, le méridien de Greenwich par exemple (*choix arbitraire de la longitude*). Nous considérons que le jour du maximum local sélectionné correspond au lag zéro $l = 0$, puis nous stockons le champ $\langle \widetilde{X}_I \rangle$ sur une fenêtre temporelle de 40 jours, c'est-à-dire 20 jours avant le lag zéro et 20 jours après. Ainsi $-L < l < L$ avec $L = 20$ le paramètre de la fenêtre temporelle. Nous notons les champs 4D composites avec un exposant "C" comme par exemple : $\widetilde{X}^C(\lambda, \phi, z, l)$.

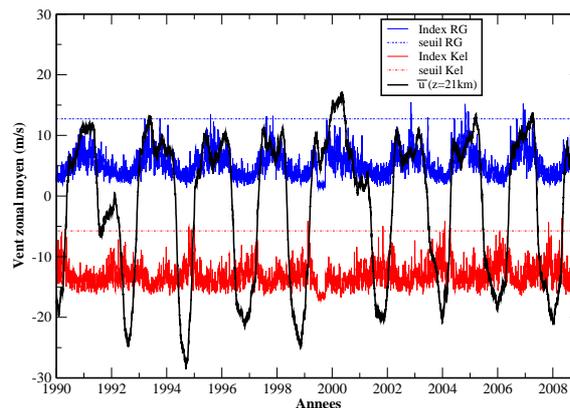


Fig. 2.11 : ERA-Interim : Index à $p_{ref} = 50$ hPa : $I_{\langle \widetilde{T} \rangle}^{50\text{hPa}}$ pour les ondes de Kelvin $s \geq 2$ (en rouge) et $I_{\langle \widetilde{v} \rangle}^{50\text{hPa}}$ pour les ondes de Rossby gravité $s \geq 4$ (bleu). Les seuils de sélection des cas sont également représentés en tireté de la couleur correspondante à chacune des deux ondes (rouge Rossby gravité, bleue Kelvin). La courbe noire représente le vent zonal moyen à l'équateur à $p_{ref} = 50$ hPa.

La Fig. 2.11 représente l'index $I_{\langle \widetilde{T} \rangle}^{50\text{hPa}}$ calculé pour les ondes de Kelvin (*rouge*) et l'index $I_{\langle \widetilde{v} \rangle}^{50\text{hPa}}$ calculé pour les ondes de Rossby gravité (*bleu*). La courbe noire représente le vent

zonal en moyenne zonale \bar{u} , à l'équateur et à 50 hPa. Sur ce dernier nous retrouvons l'oscillation quasi-biennale. Les valeurs des index sont arbitraires sur cette figure, puisque nous les avons décallées pour pouvoir les superposer. Cependant, il est important de remarquer que les maxima de chacun des index interviennent durant une phase de la QBO opposée à la vitesse de phase de l'onde considérée. En effet les cas sélectionnés pour les ondes de Kelvin - lorsque l'index dépasse le seuil (courbe tiretée rouge) - interviennent durant une phase d'Est de la QBO, tandis que les pics d'activité des ondes de Rossby gravité - lorsque l'index dépasse le seuil (courbe tiretée bleue) - se font durant une phase d'Ouest de la QBO. Ce filtrage des ondes de Kelvin et des ondes de Rossby gravité par la QBO est à la base d'une des premières théories de cette oscillation (Lindzen et Holton, 1968).

2.4.2.2 Les ondes équatoriales

Les ondes de Kelvin $s \geq 2$.

Nous avons choisi de regrouper les ondes de Kelvin avec des nombres d'ondes $s \geq 2$ sans considérer l'onde planétaire de Kelvin $s = 1$, car les observations stratosphériques montrent souvent des paquets d'ondes de Kelvin avec des nombres d'onde $s \geq 2$, comme par exemple le cas de la Fig. 1.1 du chapitre 1, mais aussi parce que les résultats ne sont pas très différents si on inclue cette onde dans l'analyse (Lott et al., 2009). Pour construire les champs composites associés aux ondes de Kelvin, nous avons utilisé les valeurs des paramètres de la première colonne du Tableau 2.1 (*en bleu*).

La Fig. 2.12(a) présente les cartes composites de la température T^c et du vent horizontal u^c et v^c , au lag $l = 0$ et à l'altitude $p_{ref} = 50$ hPa. Nous reconnaissons la structure caractéristique d'une onde de Kelvin piégée dans la bande équatoriale entre 20°N et 20°S . Les valeurs maximales pour les vents sont de 4 à 5 m.s^{-1} et d'environ 3K pour la température. Nous observons que la totalité du signal d'onde de Kelvin est significatif à 99% (*contours noirs*). Le seuil de significativité est calculé par un test de Student en considérant les N_c événements comme des variables aléatoires indépendantes. Le diagramme de Hovmöller de la Fig. 2.12(b) présente l'évolution temporelle du composite de la température T^c , moyenné sur la bande équatoriale entre -10°S et 10°N . L'inclinaison des lignes de phase vers l'Est indique que le paquet d'ondes de Kelvin se propage vers l'Est avec une vitesse de phase de 25 m.s^{-1} , et une période $\sigma^{-1} \approx 7$ jours. La vitesse de groupe du paquet d'ondes de Kelvin est également dirigée vers l'Est; la majorité du signal, pour des lags négatifs, est à l'Ouest de la longitude de référence $\phi = 0$, tandis que pour des lags positifs, la majorité du signal est à l'Est de la longitude $\phi = 0$. Le diagramme longitude-altitude de la Fig. 2.12(c) montre l'évolution verticale du composite de la température T^c . L'inclinaison vers l'Est des lignes de phases indique que le paquet d'ondes se propage vers le haut. Cette onde a une longueur

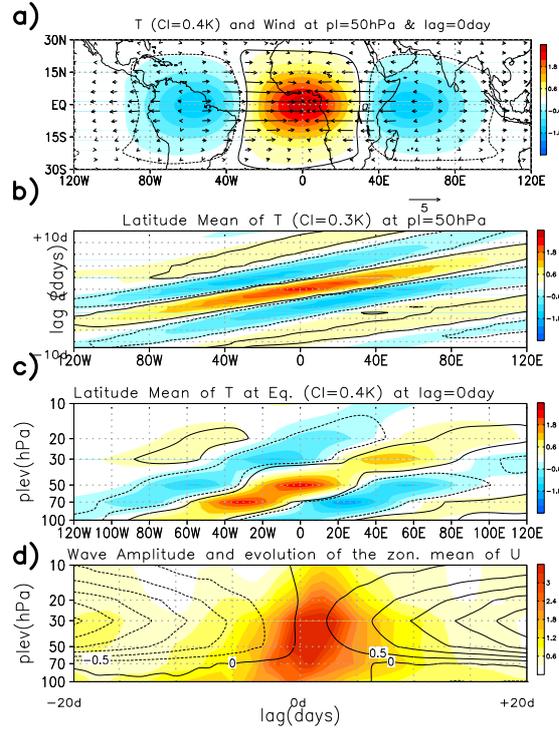


Fig. 2.12 : Cartes composites du paquet d'ondes équatoriales de Kelvin ayant des nombres d'onde zonaux $s = 2 - 4$ et de périodes $\sigma^{-1} \approx 3 - 10$ jours avec une vitesse de phase $C_\varphi \approx 25 \text{ m.s}^{-1}$. (a) Température T^C (couleurs) et vent horizontal u^C, v^C (flèches) à $z = 21 \text{ km}$ au lag $l = 0$ jour. (b) Diagramme de Hovmöller de la température moyennée sur la bande équatoriale $\langle T^C \rangle$. (c) Evolution verticale de la température moyennée sur la bande équatoriale $\langle T^C \rangle$ à $z = 21 \text{ km}$ au lag $l = 0$ jour. Sur les trois figures (a), (b), et (c) est représenté en contour noir le niveau de significativité de 99%. Les anomalies positives (négatives) de la température sont représentées par des couleurs chaudes (froides). L'intervalle entre deux contours est de 0.4 K. (d) Evolution temporelle de l'amplitude de l'onde calculée comme étant $\sqrt{\langle u^C \rangle^2}$ en fonction de l'altitude en m.s^{-1} avec un intervalle de 0.3 m.s^{-1} . Les contours représentent l'évolution de la tendance du vent zonal moyen avec un intervalle de 0.5 m.s^{-1} .

d'onde verticale $\lambda_z \approx 10 \text{ km}$ qui est légèrement plus élevée que celle prédite par la théorie. Dans l'atmosphère, ces ondes évoluent dans un environnement ayant une vitesse moyenne $\bar{U} < 0$, ce qui implique qu'elles doivent avoir une fréquence intrinsèque $\hat{\sigma}$ bien plus grande que la fréquence absolue σ (avec $\hat{\sigma} = \sigma - k\bar{U}/\Omega$) (Lott et al., 2009), et par conséquent un λ_z un peu plus grand que la théorie ne le prédit. La Fig. 2.12(d) montre l'évolution temporelle de l'amplitude de l'onde en fonction de l'altitude (plages de couleur). L'inclinaison du signal vers les lags positifs avec l'altitude est caractéristique de la propagation vers le haut du signal au cours du temps. Le cycle de vie du paquet d'ondes de Kelvin est de l'ordre de 15 à 20 jours. Le signal est maximal vers 50 hPa et reste quasiment constant jusqu'à 20 hPa, puis décroît au-dessus de cette altitude, indiquant que le paquet d'ondes s'est dissipé. La dissipation est probablement favorisée par le fait qu'en p_{ref} le vent zonal \bar{U} est négatif, et qu'il doit être positif au dessus du fait de la QBO. Cela a tendance à diminuer la longueur d'onde verticale et donc d'augmenter sa dissipation. C'est justement un des mécanismes

moteur de la QBO.

Les ondes de Rossby gravité $s \geq 4$.

Pour construire les composites des ondes de Rossby gravité, nous avons utilisé les paramètres de la deuxième colonne du tableau 2.1 (*en rouge*). Les cartes composites sont présentées sur la Fig. 2.13.

La Fig. 2.13(a) présente le composite T^c de la température (*plages de couleurs*) et du vent horizontal u^c et v^c (*flèches*) au lag $l = 0$, à l'altitude $z = 21$ km. Nous reconnaissons la structure d'une onde mixte de Rossby gravité avec une vitesse de phase négative (Matsuno, 1966) qui est piégée dans la bande équatoriale entre 15°N et 15°S . Le maximum de vent horizontal est de $4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et le maximum de température est de l'ordre de 1K. A nouveau, la totalité du signal de l'onde est significatif à 99% (*contours noirs*). La Fig. 2.13(b) présente le diagramme de Hovmöller du composite du vent méridien v^c , moyenné sur la bande équatoriale entre -10°S et 10°N . Les lignes de phases inclinées vers l'Ouest indiquent que paquet d'ondes se propage avec une vitesse de phase négative de l'ordre de $c_\phi \approx -20 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ avec une période de $\sigma^{-1} \approx 5 - 6$ jours. Nous remarquons aussi que la vitesse de groupe du paquet d'ondes de Rossby gravité se propage vers l'Est, en conformité avec la théorie ; la majorité du signal se trouve à l'Ouest de la longitude de référence $\phi = 0$ pour les lags négatifs, tandis que pour des lags positifs, la majorité du signal est à l'est de la longitude $\phi = 0$. Le diagramme de la Fig. 2.13(c) montre l'évolution verticale du composite v^c au lag $l = 0$. L'inclinaison vers l'Ouest des lignes de phase indique que le signal se propage vers le haut. La longueur d'onde verticale du paquet d'ondes est de l'ordre de $\lambda_z \approx 11\text{km}$, ce qui correspond à l'ordre de grandeur théorique calculé pour des ondes mixtes ayant des nombres d'onde $s = 4 - 5$ de période $\sigma^{-1} \approx 5 - 6$ jours. La dernière carte de la Fig. 2.13 montre l'évolution temporelle de l'amplitude de l'onde, définie comme $\sqrt{\langle v^c \rangle^2}$, en fonction de l'altitude. L'inclinaison du signal vers les lags positifs indique que le paquet d'ondes se propage vers le haut. Nous observons également sur cette figure, que le cycle de vie complet du paquet d'ondes de Rossby gravité est d'environ 10 jours. Au delà de 30 hPa, l'amplitude du signal est faible suggérant que l'onde est dissipée. Cet effet est certainement dû au fait qu'au dessus de 50 hPa le vent moyen a plutôt tendance à être négatif car il est positif à l'altitude p_{ref} (Fig 2.11) et que la structure verticale de la QBO impose un changement de signe suivant la direction verticale. Nous constatons que ces cartes composites représentent fidèlement en amplitude les cas concrets de l'onde de Kelvin et de l'onde de Rossby gravité extraites des champs bruts de température et de vent méridien présentés sur les Figs. 1.1 et 1.2 du chapitre 1, ce qui valide notre méthode d'extraction des ondes équatoriales.

Les ondes planétaires libres

Nous avons également extrait des réanalyses les ondes planétaires qui sont observées sur les spectres du géopotential Z et du vent zonal u des Figs. 3.8(d) et 3.8(b). Pour cela, nous

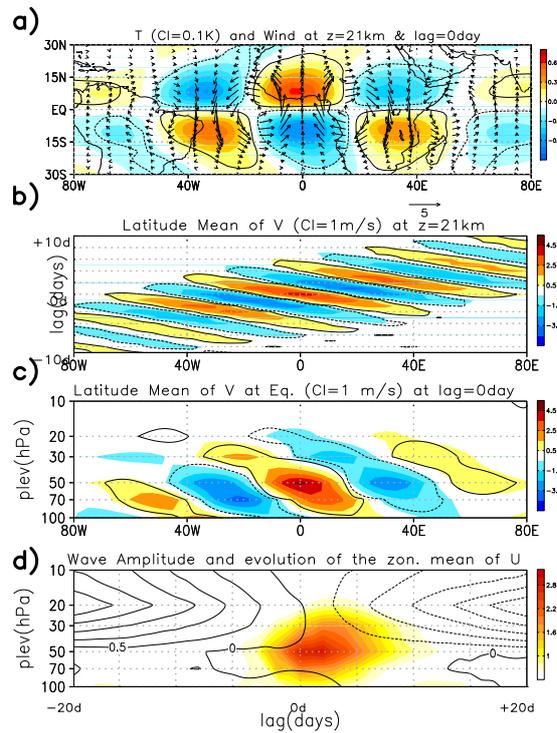


Fig. 2.13 : Cartes composites du paquet d'ondes équatoriales de Rossby gravité ayant des nombres d'onde zonaux $s = 4 - 8$ et de périodes $\sigma^{-1} \approx 3 - 8$ jours avec une vitesse de phase $C_\varphi \approx -19 \text{ m.s}^{-1}$. (a) Température T^C (couleurs) et vent horizontal u^C, v^C (flèches) à $z = 21 \text{ km}$ au lag $l = 0$ jour. (b) Diagramme de Hovmöller de la température moyennée sur la bande équatoriale (T^C). Les anomalies positives (négatives) de la température sont représentées par des couleurs chaudes (froides). L'intervalle entre deux contours est de 0.1 K . (c) Evolution verticale de la température moyennée sur la bande équatoriale (T^C) à $z = 21 \text{ km}$ au lag $l = 0$ jour. Sur les trois figures (a), (b), et (c) est représenté en contour noir le niveau de significativité de 99%. Les anomalies positives (négatives) de vent méridien ont été représentées par des couleurs chaudes (froides). L'intervalle entre deux contours est de 1 m.s^{-1} . (d) Evolution temporelle de l'amplitude en m.s^{-1} de l'onde calculée comme étant $\sqrt{\langle v^C \rangle^2}$ en fonction de l'altitude avec un intervalle de 0.2 m.s^{-1} . Les contours représentent l'évolution de la tendance du vent zonal moyen avec un intervalle de 0.5 m.s^{-1} .

utilisons les paramètres des deux dernières colonnes du tableau 2.1 qui correspondent à l'onde de 5 jours et l'onde de 16 jours.

- **L'onde à 5 jours** : Les cartes composites du géopotentiel Z^C et du vent horizontal u^C, v^C à $z = 21 \text{ km}$ au lag $l = 0$ jour sont présentées sur la Fig. 2.14(a). Il apparaît très clairement que cette onde a une extension latitudinale très importante, puisque les maxima de géopotentiel apparaissent vers $\pm 40^\circ$ de latitude. Le diagramme de Hovmöller de la hauteur géopotentielle Z^C (Fig. 2.14(b)) indique que l'onde se propage vers l'Ouest avec une période $\sigma^{-1} \approx 5 - 6$ jours. Cette onde est similaire à celle observée par Hirota et Hirooka (1984) à 48 km . La Fig 2.14(c) présente l'évolution verticale de Z^C . Notons la structure quasiment barotrope de l'onde planétaire. Cette onde de Rossby est un mode libre d'oscillation, son amplitude croît bien exponentiellement en $e^{2z/7H}$ en fonction de l'altitude comme le pré-

dit la théorie. En effet, comme le montre la Fig. 2.14(d), lorsque l'on pondère l'amplitude de l'onde de Rossby par $e^{-2z/7H}$, nous remarquons que la structure de cette onde est quasiment constante suivant la verticale pour un temps donné (cf. Fig. 2.14(d)). Le cycle de vie de cette onde est de 7 à 10 jours.

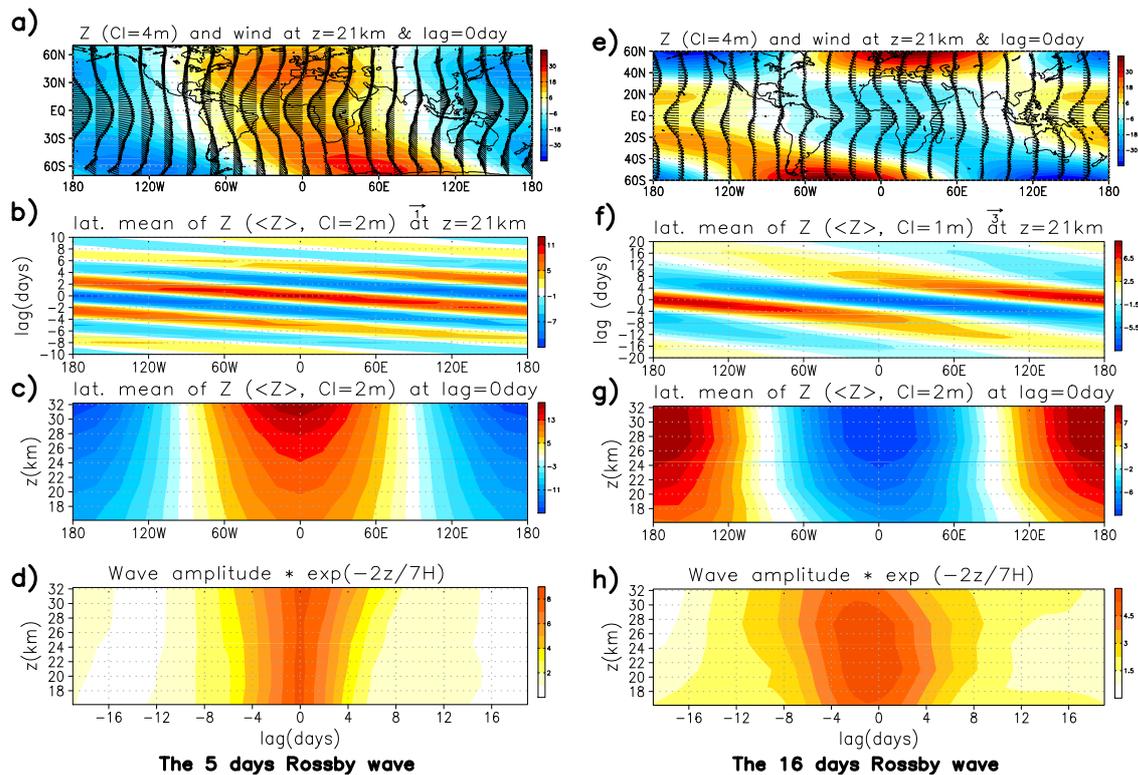


Fig. 2.14 : Cartes composites pour l'onde planétaire de Rossby avec un nombre d'onde zonal $s = 1$ pour une période $\sigma - 1 = 5$ jours (*gauche*) et pour l'onde planétaire de Rossby avec un nombre d'onde zonal $s = 1$ pour une période $\sigma^{-1} = 16$ jours (*droite*). (a-e) Géopotential Z^C (couleurs) et vent horizontal u^C, v^C (flèches) à $z = 21$ km au lag $l = 0$ jour. (b-f) Diagramme de Hovmöller du géopotential moyenné sur la bande équatoriale $\langle Z^C \rangle$. L'intervalle entre deux contours est de 4 m. (c-g) Evolution verticale du géopotential moyenné sur la bande équatoriale (Z^C) à $z = 21$ km au lag $l = 0$ jour. L'intervalle entre deux contours est de 2 m. Pour les trois figures précédentes, les anomalies positives (négatives) de géopotential sont représentées par des couleurs chaudes (froides). (d-h) Evolution temporelle de l'amplitude en $m.s^{-1}$ de l'onde calculée comme étant $\sqrt{\langle Z^C \rangle^2} e^{-2z/7H}$ en fonction de l'altitude avec un intervalle de 1 m pour l'onde à 5 jours (*gauche*) et de 0.75 m pour l'onde à 16 jours (*droite*).

- **L'onde à 16 jours** : Les cartes composites du géopotential Z^C et du vent horizontal u^C, v^C à $z = 21$ km au lag $l = 0$ jour, présentées sur la Fig. 2.14(e), ressemblent à l'onde planétaire de Rossby $\nu = 3$ présentée par Madden en 1978. Les premiers extrema de Z^C interviennent vers $\pm 20^\circ$ de latitude, puis vers $\pm 60^\circ$. Le signal de géopotential Z^C devient plus important aux moyennes et hautes latitudes qu'aux tropiques. L'inclinaison des lignes de phase du diagramme de Hovmöller de Z^C de la Fig. 2.14(f) indique que cette onde se propage vers l'Ouest avec une période σ^{-1} approchant les 16 jours. Les deux dernières

Figs. 2.14(g) et d montrent que la structure verticale de cette onde est également barotrope. En effet la Fig. 2.14(g) montre que l'onde croît en $e^{-2z/7H}$ et la Fig. 2.14(h) confirme ce résultat, puisque le produit $\sqrt{\langle Z^c \rangle^2} \times e^{-2z/7H}$ est quasiment constant suivant la verticale. Le cycle de vie de cette onde est d'environ 25 jours.

L'extraction des ondes planétaires est réalisée à titre d'exemple, car leur signal apparaît sur les spectres équatoriaux des champs dynamiques stratosphériques. Il est intéressant de remarquer que notre méthode d'extraction d'ondes nous permet également d'évaluer les ondes barotropes des moyennes latitudes à partir des champs dynamiques équatoriaux.

Les ondes équatoriales stratosphériques dans le modèle LMDz

3.1 Motivations

Il est généralement admis que dans la basse stratosphère équatoriale, les ondes de Kelvin ou de Rossby gravité sont excitées dans la troposphère tropicale par les processus convectifs (Manzini et al., (1993) ; Pires et al., (1997) ; Lindzen, (2003), Randel et Wu, (2005)). Depuis plusieurs années maintenant, de nombreux auteurs ont cherché à expliquer les mécanismes d'excitation des ondes dans les GCM. Par exemple, Manzini et al. (1993) ont montré que, dans le modèle de circulation général SKYHI du GFDL¹, le dégagement de chaleur latente associé au chauffage convectif est le mécanisme dominant qui excite les ondes de Kelvin ainsi que les ondes de Rossby gravité. Ricciardulli et Garcia (2000) ont examiné le forçage des ondes équatoriales par le chauffage convectif, dans le modèle de circulation générale CCM3 du NCAR², en comparant deux simulations où seuls les schémas de convection sont différents. Ils montrent que la variabilité du chauffage convectif affecte fortement le spectre des modes équatoriaux de Kelvin et de Rossby gravité dans la troposphère. La résolution verticale de leur modèle ne leur permet cependant pas d'étendre l'étude jusqu'à la moyenne atmosphère. Horinouchi et al. (2003) ont étudié les ondes équatoriales résolues dans la stratosphère de neuf GCMs. La variabilité des précipitations entre les GCMs peut différer de plus d'un ordre de grandeur d'un modèle à un autre et cela dépend de la représentation des paramétrisations de la convection dans les modèles. Ils montrent que le flux de quantité de mouvement transporté par les ondes dans la basse stratosphère équatoriale est fortement dépendant du spectre des précipitations et suggèrent que seuls les modèles qui présentent une large variabilité convective sont potentiellement capables de simuler

¹Geophysical Fluids Dynamics Laboratory

²National Center for Atmospheric Research

une QBO. Le choix du schéma de convection apparaît donc comme crucial pour permettre de modéliser un climat équatorial de la moyenne atmosphère réaliste. Cependant, l'étude d'Horinouchi et al. (2003) présente un principal défaut dans la mesure où les neuf GCMs utilisés ne sont pas identiques.

Nous utilisons donc l'opportunité que le modèle LMDz offre la possibilité d'utiliser deux schémas de convection différents (celui d'Emanuel (1991 & 1993) et celui de Tiedtke (1989)) et présente aussi une résolution verticale suffisante. Rappelons tout d'abord que la plupart des techniques d'analyses que nous avons utilisées pour ce chapitre sont présentées dans le chapitre 2. Pour mener à bien notre étude, nous évaluons dans la section 3.3 l'impact du schéma de convection sur les ondes équatoriales dans la troposphère du modèle LMDz. Pour cela, nous réalisons une analyse spectrale nombres d'onde-fréquences des précipitations de chaque version du modèle (la simulation qui utilise le schéma d'Emanuel (1991 Emanuel (1991) & 1993 Emanuel (1993)) est notée LMDz-E et celle qui utilise celui de Tiedtke (1989) est notée LMDz-T). Nous évaluons ensuite dans la section 3.4 (i) le réalisme des ondes stratosphériques équatoriales résolues par le modèle LMDz et (ii) l'impact du schéma de convection sur ces ondes. Enfin, dans la section 3.5 nous diagnostiquons l'origine des ondes équatoriales dans la stratosphère du modèle. Cette étude est rendue nécessaire par le fait que dans le modèle, (i) les différences dans la stratosphère ne sont pas aussi marquées que pourraient le faire penser l'étude de Horinouchi et al. (2003) et (ii) le fait que les spectres des précipitations soient aussi différents entre les deux schéma de convection.

3.2 La Convection et les ondes équatoriales troposphériques

3.2.1 Climatologie de l'OLR et des précipitations

Pour évaluer la différence entre les deux schémas de convection nous présentons, tout d'abord, les climatologies moyennes et les déviations standards des champs d'OLR (Fig. 3.2 pour LMDz-E, et Fig. 3.3 pour LMDz-T), et de précipitation (Fig. 3.5 pour LMDz-E et 3.6 pour LMDz-T). Pour chacune des variables, les moyennes sont représentées sur les cartes (a) et (b), respectivement pour les six mois d'été et les six mois d'hiver, tandis que les écarts types sont présentés sur les cartes (c) et (d), pour les mêmes périodes.

L'OLR

Nous remarquons qu'en terme de moyenne (Figs.3.2(a,b) & 3.3(a,b)) le modèle est trop chaud de près de 20Wm^{-2} en comparaison avec les données de la NOAA présentées sur les Figs. 2.1(a,b) du chapitre 2. La répartition spatiale des extrema d'OLR reste cependant assez bien représentée par le modèle, excepté le minima continentaux au dessus de l'Afrique Centrale et au dessus du Nord de l'Amérique du Sud qui sont totalement sous estimés par la version LMDz-T du modèle. Les cartes (c) et (d) des Figs. 3.2 et 3.3 montrent que dans

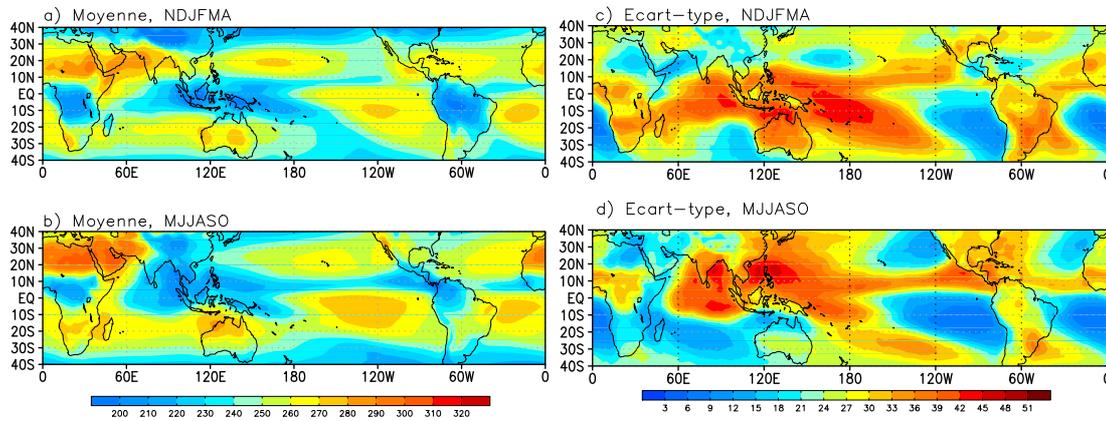


Fig. 3.1 : OLR NOAA : Climatologies moyennes et déviations standard du Rayonnement Infra rouge sortant au sommet de l’atmosphère. Les moyennes de l’été et de l’hiver boréal sont représentées sur les figures (a) et (b), tandis que les déviations standard d’été et de l’hiver boréal sont représentées sur les figures (c) et (d). L’intervalle entre deux contours est de $10 Wm^{-2}$ pour les moyennes, tandis qu’il est de $3 Wm^{-2}$ pour les déviations standard.

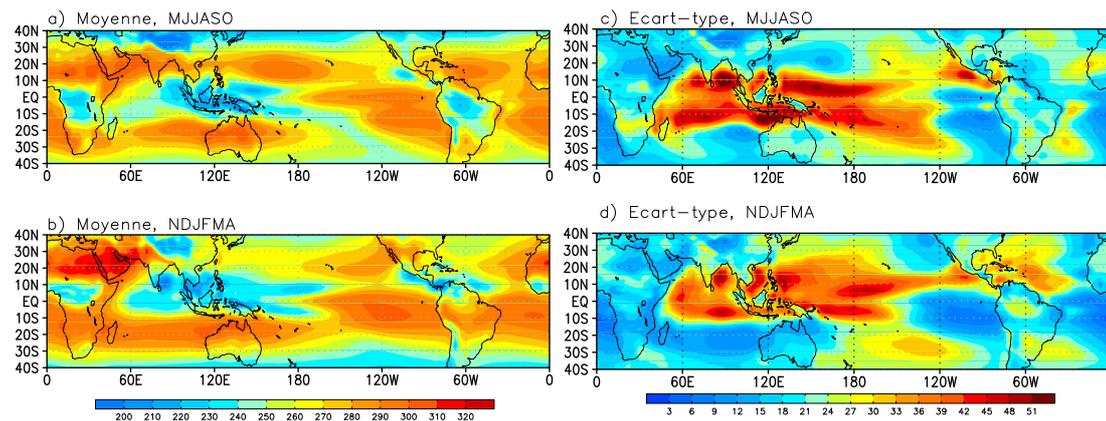


Fig. 3.2 : OLR LMDz-Emanuel : légende identique à la Fig. 3.1.

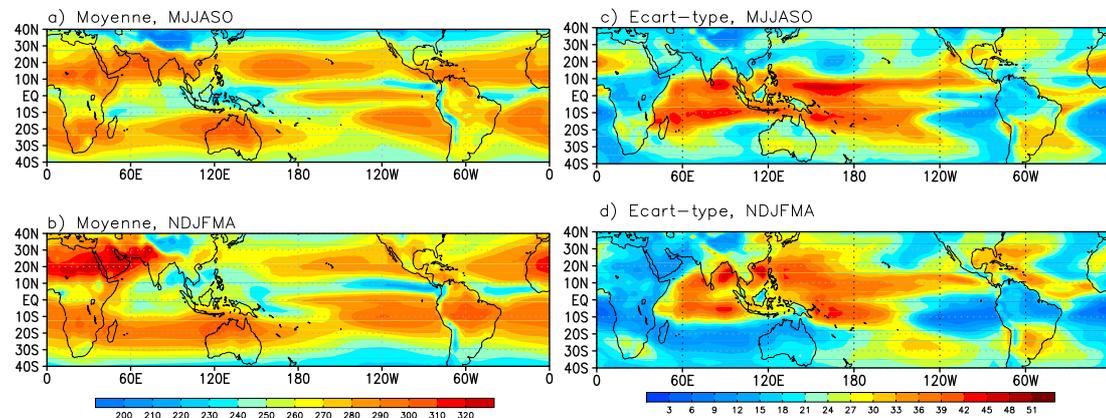


Fig. 3.3 : OLR LMDz-Tiedtke : légende identique à la Fig. 3.1.

le modèle, les maxima de variabilité de l'OLR sont trop confinés entre 15°N et 15°S. Aussi, dans le cas de LMDz-E, ces maxima sont trop fort tandis qu'avec LMDz-T, ils sont trop faibles. Le principal défaut du modèle est qu'il sous estime complètement la variabilité de l'OLR au dessus des continents et plus particulièrement, avec la version LMDz-E du modèle. Bien que trop chaud, la répartition spatiale de l'OLR simulé par le modèle est assez réaliste. En terme de variabilité, les différences entre les modèles sont faibles, même si la version LMDz-T semble un peu plus réaliste que LMDz-E.

Les précipitations

Les Figs. 3.5(a,b) montrent que le modèle LMDz-E représente relativement bien la distribution moyenne des précipitations, avec toutefois des amplitudes légèrement trop importantes. Les Figs. 3.6(a,b) révèlent que la version LMDz-T tend à surévaluer localement les précipitations au dessus des océans, alors qu'il sous estime complètement les précipitations continentales et particulièrement, le maximum au Nord de l'Amérique du Sud (cf. Fig. 2.2). Les Figs. 3.5(c,d) montrent que LMDz-E sous-estime complètement la variabilité des précipitation sur l'ensemble des régions tropicales, alors que nous remarquons sur les Figs. 3.6(c,d) que la simulation LMDz-T présente une variabilité des précipitations assez réaliste, bien qu'un peu trop contrastée et quasiment inexistante au dessus des continents. Les champs de précipitations simulés par le modèle sont fortement dépendants du schéma de convection utilisé, alors que les champs d'OLR sont beaucoup moins sensibles au changement de paramétrisation. Ce résultat n'est guère surprenant, car l'OLR n'est pas directement reliée au schéma de paramétrisation de la convection dans le modèle (cf. discussion du chapitre 2 section 2.1.3 page 12). Cette analyse confirme notre choix d'utilisation des précipitations plutôt que de l'OLR comme proxy de la convection pour évaluer l'impact de la paramétrisation du schéma de convection sur l'émission des ondes équatoriales.

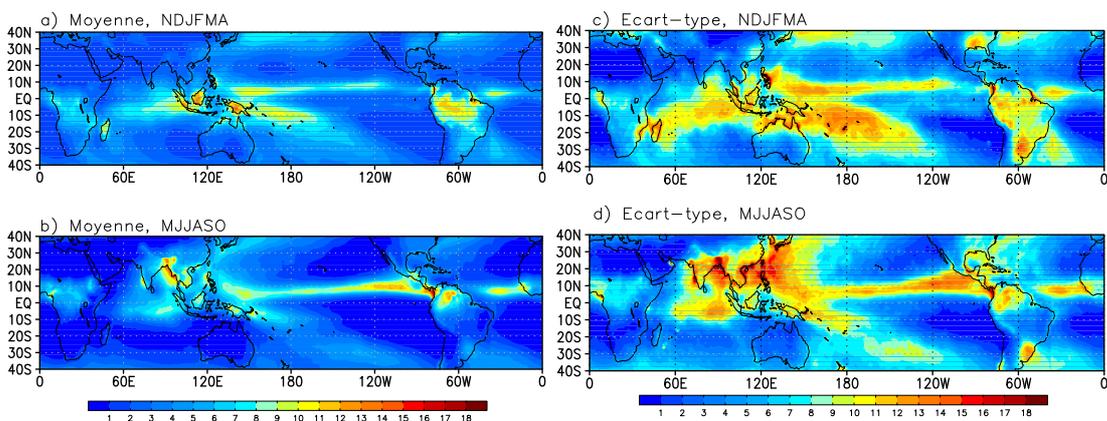


Fig. 3.4 : GPCP : Climatologies moyennes et déviations standard des précipitations. Les moyennes de l'été et de l'hiver boréale sont représentées sur les figures (a) et (b), tandis que les déviations standard d'étés et de l'hiver boréales sont représentées sur les figures (c) et (d). L'intervalle entre deux contours est de 1 mm.jours⁻¹ aussi bien pour les moyennes que pour les déviations standards

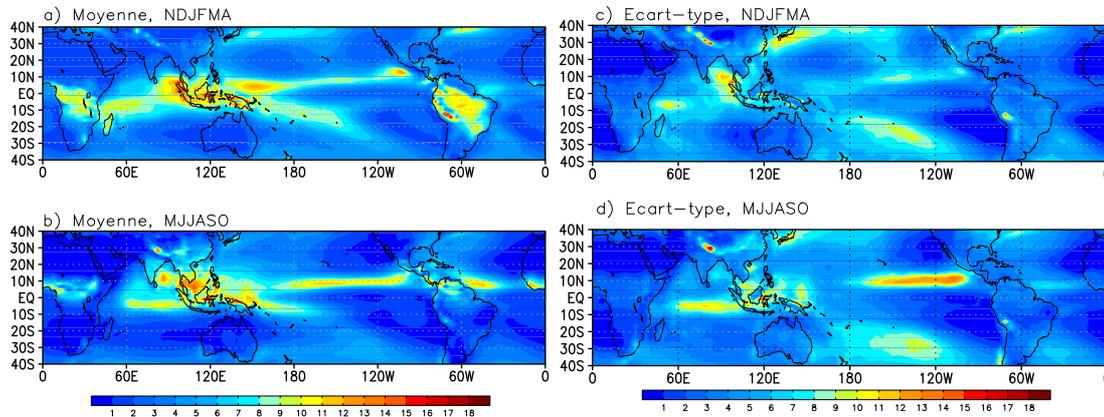


Fig. 3.5 : LMDz-Emanuel : légende identique à la Fig. 3.4.

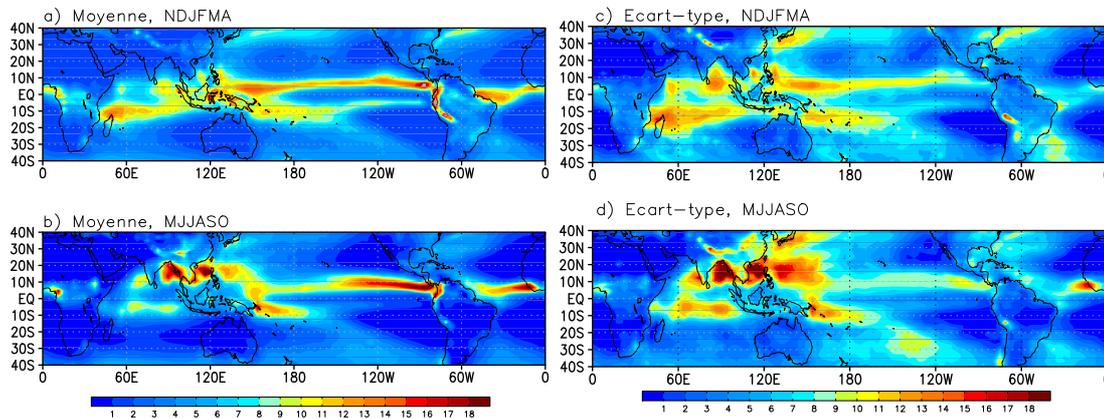


Fig. 3.6 : LMDz-Tiedtke : légende identique à la Fig. 3.4.

3.2.2 Spectres des précipitations

Afin de diagnostiquer les différentes ondes équatoriales troposphériques simulées par le modèle, nous avons appliqué aux champs de précipitations de chacun des modèles, la méthode de décomposition spectrale deux dimensions espace-temps pour la région $[10^{\circ}\text{N}-10^{\circ}\text{S}]$. Nous rappelons que la méthode est décrite au chapitre 2, et que les spectres de références sont présentés sur les Figs. 2.8 pour les données GPCP. Les Figs. 3.7 représentent les spectres des précipitations pour le modèle LMDz-E (*en haut*) et LMDz-T (*en bas*). Rappelons également que les spectres sont représentés sous une forme conservative où le produit $\sigma S(s, \sigma)$ est représenté en fonction de (s) et du logarithme de (σ) . Les figures *de gauche* montrent les composantes symétriques du spectre S_s et celles *de droite* les composantes antisymétriques S_a du spectre.

Nous observons sur les Figs. 3.7(a) et 3.7(b), que le signal qui se propage vers l'Ouest pour la partie symétrique du spectre S_s^{\ominus} est deux fois plus faible dans le modèle que pour

les précipitations GPCP (Fig. 2.8(a)). LMDz-E présente un faible maximum relatif aux ondes de Rossby équatoriales $\nu = 1$ qui ne s'étend pas au delà des périodes inférieures à $\sigma^{-1} = 10$ jours et centré autour du nombre d'onde $s = 5$. LMDz-T est un peu plus réaliste puisque le maximum du spectre S_s^\ominus s'étend sur des périodes et des nombres d'onde un peu plus larges donc plus comparable au spectre S_s^\ominus des données GPCP (Fig. 2.8(a)). Cette sous-estimation du spectre des précipitations est encore plus importante pour le signal qui se propage vers l'Est S_s^\oplus , puisque nous voyons sur la Fig. 3.7(b) que pour LMDz-E, il apparaît un très faible maximum relatif aux ondes de Kelvin équatoriales exclusivement centré autour de la droite de dispersion $h = 50$ m pour des nombres d'ondes $s = 2 - 5$ avec des périodes $\sigma^{-1} = 5 - 12$ jours. Le signal qui se propage vers l'Est est un peu plus fort pour le spectre S_s^\oplus de la simulation LMDz-T. En effet, nous observons deux maxima dont un qui s'étend dans le domaine spectral des ondes de Kelvin, le long de la droite de dispersion $h = 20$ m, pour des nombres d'ondes $s = 2 - 6$ et des périodes $\sigma^{-1} = 3 - 16$ jours. Le deuxième maximum apparaît pour le nombre d'onde zonal $s = 1$ avec des périodes $\sigma^{-1} = 25 - 50$ jours qui correspond au domaine de la MJO comme nous l'avons identifié sur le spectre S_s^\oplus de la Fig. 2.8(a) pour les données GPCP. En ce qui concerne la partie antisymétrique du spectre des précipitations, nous remarquons à nouveau que le modèle sous estime encore très fortement la puissance du signal. Pour le signal qui se propage vers l'Ouest, le spectre S_a^\ominus de LMDz-E (Fig. 3.7(c)) ne présente pas de maximum relatif aux ondes équatoriales de Rossby gravité, comme nous l'avons identifié sur la Fig. 2.8(b) pour les données GPCP. La Fig. 3.7(d) montre que le spectre S_a^\ominus pour LMDz-T présente un faible maximum dans le domaine des ondes de Rossby gravité qui se propage vers l'Ouest. Bien que deux fois plus faible que dans les données GPCP (Fig. 2.8(b)), ce maximum s'étend entre les droites de dispersion $h = 50$ m et $h = 100$ m. Cependant LMDz-T ne présente pas la partie du signal des ondes de Rossby gravité qui se propagent vers l'est.

Dans le modèle LMDz, et plus particulièrement la simulation LMDz-E, le signal qui se propage vers l'Est est complètement sous estimé et cela aussi bien pour la partie symétrique que pour la partie antisymétrique du spectre des précipitations. Néanmoins, la simulation LMDz-T, dont la variabilité des précipitations est plus importante et plus réaliste, présente également des caractéristiques spectrales plus réalistes. En accord avec l'étude menée par Horinouchi et al. (2003), le schéma de convection du modèle affecte fortement le spectre des précipitations. En effet, LMDz-E ne montre pas distinctement la présence d'ondes équatoriales couplées à la convection, tandis que LMDz-T semble un peu plus réaliste de ce point de vue. Nous pouvons donc évaluer l'impact du schéma de convection sur les ondes dans la stratosphère du modèle au travers de l'impact du schéma de convection sur ces ondes couplée à la convection. Cependant, il est également opportun de se demander comment la quasi-absence d'ondes équatoriales couplée à la convection, et notamment pour la version LMDz-E, va se traduire en terme d'ondes équatoriales dans la stratosphère du modèle.

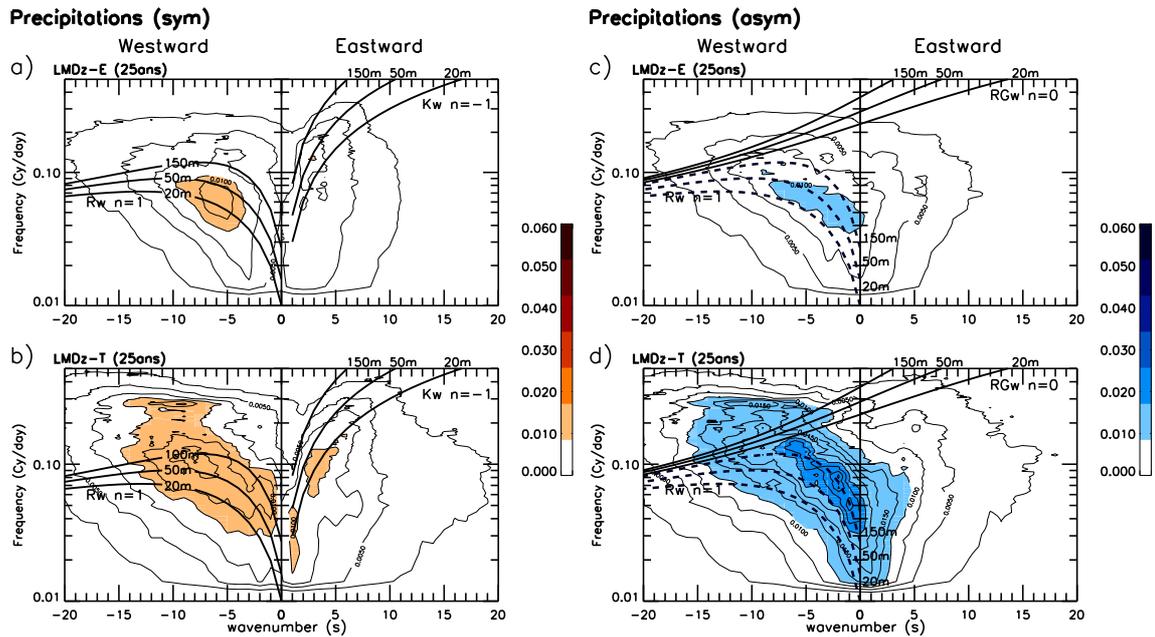


Fig. 3.7 : Spectres en fréquences et nombre d'onde des précipitations (*en* $mm^2.Cy.j^{-1}$), pour la simulation LMDz-E (a & c) et pour la simulation LMDz-T (b & d). Séparation entre les parties symétriques du spectre (a & b) et les parties antisymétriques (c & d). Les courbes noires correspondent aux droites de dispersion théorique des ondes équatoriales pour différentes valeurs de ν et trois valeurs de hauteur équivalente $h = 20$ m, $h = 50$ m et $h = 150$ m. Pour les parties symétriques : droite de dispersion des ondes de Kelvin ($\nu = -1$) dans la direction Est, et les droites de dispersion pour les ondes de Rossby équatoriales ($\nu = +1$) dans la direction Ouest. Pour les parties antisymétriques, les droites de dispersion des ondes mixtes de Rossby gravité ($\nu = 0$) se propagent vers l'Est et vers l'Ouest.

3.3 Les ondes équatoriales dans la stratosphère du modèle

3.3.1 Analyse spectrale

Pour évaluer les ondes dans la stratosphère équatoriale du modèle, nous avons tout d'abord réalisé une décomposition spectrale des champs dynamiques de vent zonal, de vent méridien, de température et de géopotential dans la bande équatoriale entre $10^\circ S$ et $10^\circ N$, à 50hPa, comme nous l'avons fait au chapitre 2 pour les données ERA Interim. Rappelons que les résultats obtenus pour les données ERA Interim sont présentés sur les Figs. 3.8 du chapitre 2. Les Figs. 3.9 (LMDz-E) et 3.10 (LMDz-T), représentent les spectres des champs dynamiques de température S_T (a), de vent zonal S_u (b), de vent méridien S_v (c) et de géopotential S_Z (d).

Les ondes de Kelvin

Les composantes \oplus des champs de température S_T^\oplus , de vent zonal S_u^\oplus et de la hauteur géopotentielle S_Z^\oplus montrent, que quelle que soit la simulation considérée (Figs. 3.9.(a,c,d) et 3.10(a,c,d)), l'amplitude du signal qui se propage vers l'Est est tout à fait comparable à

celle des réanalyses (Figs. 3.8(a,c,d)).

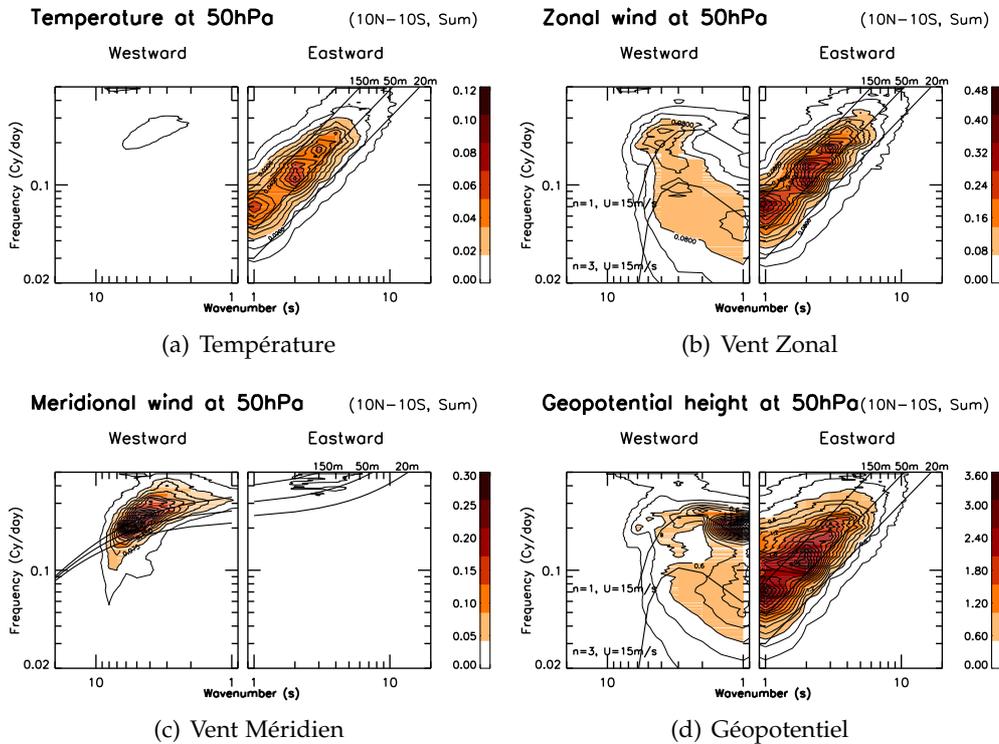


Fig. 3.8 : ERA Interim (Fig. 2.9 du Chap. 2) : Spectres en fréquences et nombre d'ondes des champs dynamiques stratosphériques à 50hPa (21km). (a) La température $\sigma S\langle T \rangle$ en $K^2 \cdot Cy \cdot j^{-1}$, (b) le vent zonal $\sigma S\langle u \rangle$ en $m^2 \cdot s^{-2} \cdot Cy \cdot j^{-1}$, (c) le vent méridien $\sigma S\langle v \rangle$ en $m^2 \cdot s^{-2} \cdot Cy \cdot j^{-1}$ et (d) le géopotential $\sigma S\langle Z \rangle$ en $m^2 \cdot Cy \cdot j^{-1}$. Sur chaque figure sont représentées les courbes de dispersion théorique des ondes équatoriales calculées pour différentes valeurs de ν selon l'onde considérée ($\nu = -1$ pour l'onde de Kelvin et $\nu = 0$ pour l'onde de Rossby gravité) et pour trois valeurs de hauteur équivalente $h = 20$ m, $h = 50$ m et $h = 150$ m. Sur les composantes \ominus des spectres de vent zonal S_u^\ominus et de hauteur géopotentielle S_Z^\ominus , sont représentées les courbes de dispersion correspondant aux ondes planétaires libres. Elles ont été calculées pour des valeurs de $\nu = +1$ et $\nu = +3$ avec $h = 9800$ m et sont décalée en fréquence par un vent moyen $\bar{U} = 15$ m.s⁻¹.

Dans le cas du modèle LMDz-E, le signal qui se propage vers l'Est pour les spectres S_T^\oplus , S_U^\oplus et S_Z^\oplus des Figs. 3.9(a,c,d) comporte un large maximum, caractéristique des ondes de Kelvin que nous avons identifié sur les spectres d'ERA Interim (Figs. 3.8(a,c,d)). Ces maxima sont situés entre les droites de dispersion des ondes de Kelvin pour des hauteurs équivalentes $h = 50$ m et $h = 150$ m et s'étendent sur les nombres d'onde zonaux $s = 2, 3$ et, bien qu'un peu moins marqués, jusqu'à $s = 4 - 5$ pour des périodes $\sigma^{-1} \approx 4 - 10$ jours (nous pouvons remarquer que pour S_Z^\oplus le signal dû aux ondes de Kelvin est plutôt situé autour de la droite de dispersion $h = 150$ m). Par comparaison avec les spectres S_T^\oplus , S_U^\oplus et S_Z^\oplus de ERA Interim, seule la composante \oplus du spectre du géopotential S_Z^\oplus (Fig. 3.9(d)) présente un net maximum pour l'onde de Kelvin planétaire pour $s = 1$ mais avec une période $\sigma^{-1} = 10 - 14$ jours, soit un peu plus courte que celle des réanalyses qui est de $\sigma^{-1} = 10 - 20$ jours (cf. Fig. 3.8(d)). Le maximum du signal qui se propage vers l'Est dans le modèle LMDz-E est trop confiné autour du nombre d'onde zonal $s = 2$ sans nette distinction entre les différents

modes comme nous pouvons l'observer sur les spectres d'ERA Interim des Figs. 3.8(a,c,d).

Le signal qui se propage vers l'Est dans le cas de la simulation LMDz-T, présente également des maxima dans le domaine des ondes de Kelvin, visibles sur les composantes \oplus des spectres S_T^\oplus , S_u^\oplus et S_Z^\oplus des Figs. 3.10(a,c,d). Bien que moins fort, ce signal apparaît un peu plus robuste que celui du modèle LMDz-E. Par exemple, sur le spectre S_U^\oplus de la Fig. 3.10, nous remarquons que le signal présente des maxima relativement bien distincts pour les nombres d'ondes zonaux $s = 2$, $s = 3$ et $s = 4$, qui s'étendent également jusqu'à $s = 6$ dont les périodes sont comprises entre $\sigma^{-1} = 3$ jours et $\sigma^{-1} = 10$ jours. Le maximum correspondant à l'onde de Kelvin planétaire $s = 1$ est là encore plus réaliste que pour LMDz-E, puisque sa période est de $\sigma^{-1} \approx 10 - 20$ jours et donc en meilleur accord avec l'onde de Kelvin $s = 1$ de ERA Interim.

Les ondes de Rossby gravité

Les spectres S_V^\ominus du vent méridien des Figs. 3.9(c) et 3.10(c) montrent que, quelle que soit la simulation considérée, le modèle sous estime totalement la puissance du signal qui se propage vers l'Ouest. Par comparaison avec les spectres S_V^\ominus d'ERA Interim (Figs. 3.8(c)), il apparaît un faible maximum du signal dans le domaine des ondes de Rossby gravité correspondant à une hauteur équivalent $h = 150$ m et concentré autour des nombres d'onde zonaux $s = 2 - 4$. Cette fois encore LMDz-T présente une puissance spectrale un peu plus prononcée que pour LMDz-E. Le signal d'onde de Rossby gravité visible sur le spectre S_V^\ominus d'ERA Interim (Figs. ??(c)) pour des périodes $\sigma^{-1} > 5$ jours et de nombres d'onde supérieurs à $s > 5$ est totalement inexistant dans le modèle. Ce défaut du modèle peut, en partie, être attribué à la résolution verticale du modèle qui est un peu trop faible dans la stratosphère pour permettre une bonne résolution des ondes de Rossby gravité lors de leur propagation verticale. En outre, les vents constamment négatifs dans la basse stratosphère du modèle, agissent comme un filtre à la propagation verticale des ondes de Rossby gravité dans le modèle, conformément à la théorie d'interaction onde-écoulement moyen.

Cette analyse spectrale montre que la simulation qui présente le spectre de précipitations le plus réaliste présente également des spectres des champs dynamiques stratosphériques en meilleur accord avec les réanalyses. En effet, l'analyse spectrale des précipitations de la simulation LMDz-T montre que les ondes de Kelvin troposphériques ainsi que les ondes de Rossby gravité sont plus réalistes que pour la simulation LMDz-E. Ces ondes équatoriales stratosphériques sont également un peu plus robustes avec la simulation LMDz-T, bien que les différences entre LMDz-T et LMDz-E soient assez faibles.

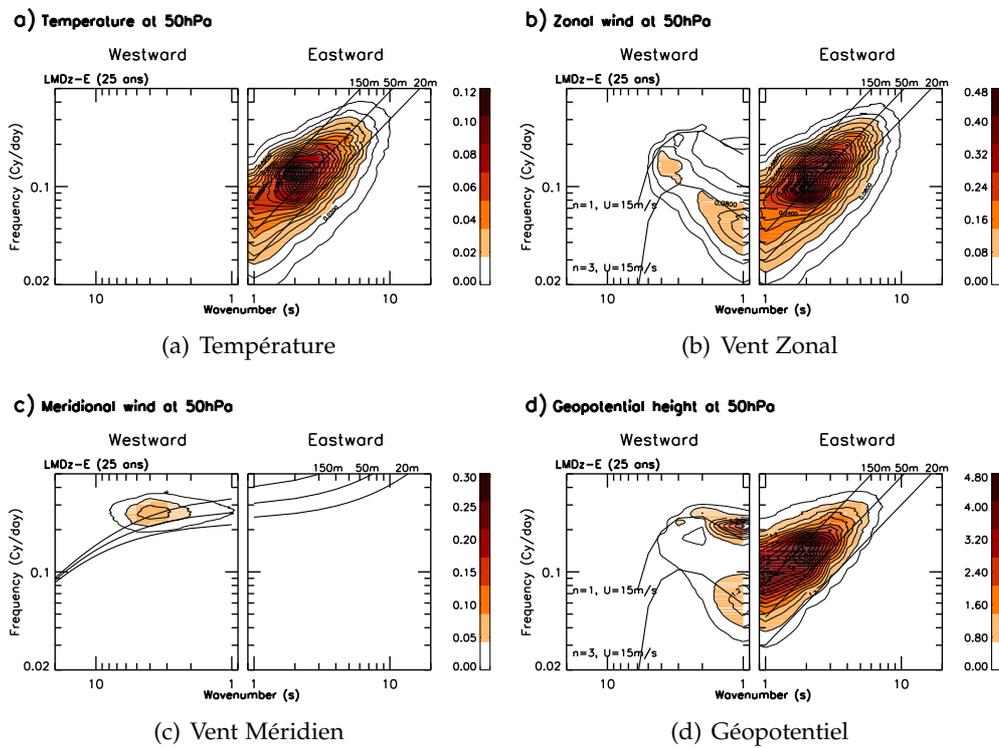


Fig. 3.9 : LMDz-Emanuel : légende identique à la Fig. 3.8.

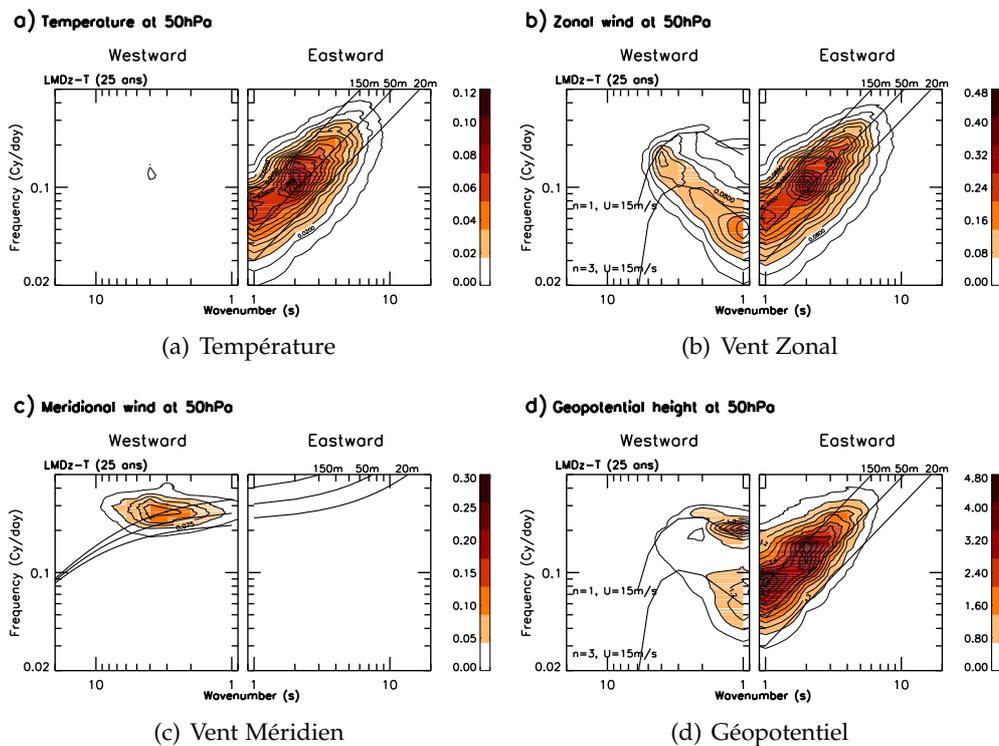


Fig. 3.10 : LMDz-Tiedtke : légende identique à la Fig. 3.8.

3.3.2 Extraction des ondes équatoriales

Afin de mieux caractériser la structure des ondes elles-mêmes, nous avons extrait les ondes équatoriales de Kelvin et de Rossby gravité à partir des maxima identifiés sur les spectres des champs dynamiques stratosphériques. La technique d'extraction de ces ondes – la méthode composite – est expliquée dans le chapitre 2. Nous rappelons que les champs composites de référence pour les données ERA Interim sont présentés sur les Figs. 2.12 pour les ondes de Kelvin ainsi que sur les Figs. 2.13 pour les ondes de Rossby gravité.

Les ondes de Kelvin

Les champs composites pour le paquet d'ondes de Kelvin de nombres d'onde zonaux $s = 2 - 4$ et de périodes $\sigma^{-1} \approx 3 - 10$ sont présentés sur les Figs. 5.8, avec à gauche les résultats pour la simulation LMDz-E et à droite ceux pour la simulation LMDz-T.

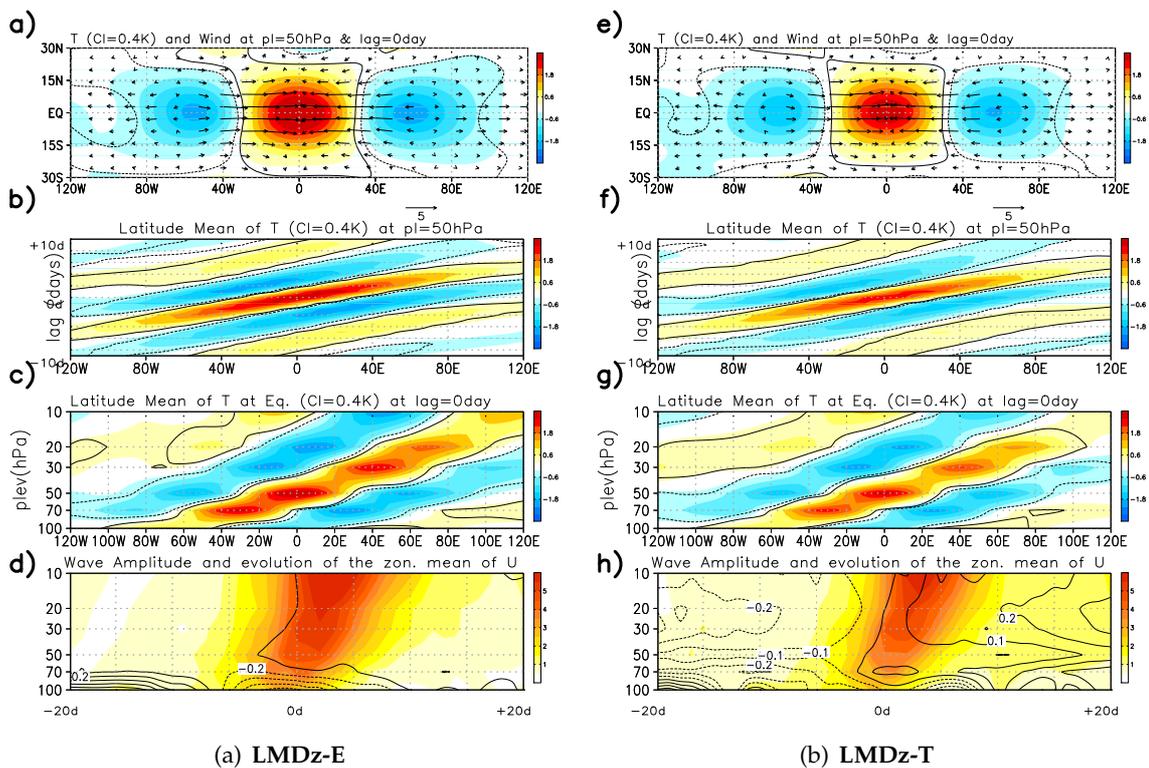


Fig. 3.11 : Cartes composites du paquet d'ondes équatoriales de Kelvin ayant des nombres d'ondes zonaux $s = 2 - 4$ et de périodes $\sigma^{-1} \approx 3 - 10$ jours avec une vitesse de phase $C_\phi \approx 25 \text{m.s}^{-1}$. Le modèle LMDz-E à gauche et LMDz-T à droite sont représentés en : (a) Température T^C et vent horizontal u^C, v^C à $z = 21 \text{km}$ au lag $l = 0$ jour. (b) Diagramme Hovmöler de la température moyennée sur la bande équatoriale $\langle T^C \rangle$. (c) Évolution verticale de la température moyennée sur la bande équatoriale $\langle T^C \rangle$ à $z = 21 \text{km}$ au lag $l = 0$ jour. Sur les trois figures (a), (b), et (c) est représenté en contour noir le niveau de significativité de 99%. Les anomalies positives (négatives) de la température sont représentées par des couleurs chaudes (froides). L'intervalle entre deux contours est de 0.4K . (d) Évolution temporelle de l'amplitude de l'onde calculée comme étant $\sqrt{\langle u^C \rangle^2}$ en fonction de l'altitude en m.s^{-1} avec un intervalle de 0.3m.s^{-1} . Les contours représentent l'évolution de la tendance du vent zonal moyen avec un intervalle de 0.5m.s^{-1} .

Les cartes longitudes-latitudes sur les figures présentées sur les Figs. 5.8(a) et 5.8(e) présentent les champs composites de température T^C (*plages de couleurs*) et de vent horizontal u^C et v^C (*flèches*) au lag $l = 0$ à l'altitude $p_{ref} = 50$ hPa. Nous reconnaissons la structure horizontale d'une onde de Kelvin piégée dans la bande équatoriale [20°N - 20°S] en accord avec celle des réanalyses (Fig. 2.12(a)), avec un maximum de température de 3 K et un maximum de vent de 4 m.s⁻¹. En accord avec les spectres de température S_T^\oplus et de vent zonal S_u^\oplus (Figs. 3.9(a,b) & 3.10(a,b)) ces maxima sont un peu plus importants avec LMDz-E qu'avec LMDz-T. Les diagrammes de Hovmöller présentés sur les Figs. 5.8(b) et 5.8(f) présentent l'évolution spatio-temporelle du paquet d'ondes de Kelvin. Les ondes de Kelvin du modèle se propagent à une vitesse de phase $C_\phi = 25$ m.s⁻¹, avec une période $\sigma^{-1} \approx 7$ jours, comme pour les réanalyses ERA Interim. Les diagrammes longitude-altitude des Figs. 5.8(c) et 5.8(g) du composite T^C , nous montrent que l'onde de Kelvin se propage verticalement sans l'atténuation avec l'altitude que nous avons observée pour le paquet d'ondes de Kelvin des réanalyses de la Fig. 2.12(c). La longueur d'onde verticale de l'onde est de $\lambda_z \approx 11 - 12$ km, soit un peu plus grande dans le modèle que dans ERA Interim, où $\lambda_z \approx 10$ km. En effet, le vent zonal du modèle est plus négatif dans la basse stratosphère que dans les réanalyses, ce qui augmente la fréquence intrinsèque de l'onde et par conséquent, implique une longueur d'onde verticale plus grande. Nous remarquons que le signal de l'onde de Kelvin semble s'atténuer un peu plus avec l'altitude pour la simulation LMDz-T que pour la simulation LMDz-E. Les Figs. 5.8(d,h) nous présentent l'évolution temporelle de l'amplitude du paquet d'ondes de Kelvin (*plages de couleurs*) en fonction de l'altitude, ainsi que la tendance induite sur le vent moyen par le paquet d'onde (*contours noirs*). L'inclinaison vers les lags positifs du signal avec l'altitude nous indique que le signal se propage vers le haut, et par comparaison avec la Fig. 2.12(d) pour les réanalyses, nous observons que le signal n'est pas atténué avec l'altitude, d'autant plus que pour le modèle, l'intervalle entre deux niveaux de couleurs est de 0.5 m.s⁻¹, soit plus important que pour les réanalyses où il est de 0.3 m.s⁻¹. La tendance induite sur le vent moyen confirme que l'onde se propage sans pratiquement se dissiper pour la simulation LMDz-E puisqu'au passage du paquet d'ondes, elle est nulle. À nouveau, nous observons que dans la simulation LMDz-T, le paquet d'ondes de Kelvin est un peu plus dissipé que pour LMDz-E. Les contours de la tendance induite par l'onde indiquent que le paquet d'ondes de Kelvin accélère l'écoulement moyen au moment de sa dissipation, de 0.2 à 0.3 m.s⁻¹. Une des raisons pouvant expliquer que le paquet d'ondes de Kelvin est plus dissipé dans le cas du modèle LMDz-T est que le vent moyen est moins négatif que dans le cas de LMDz-E, ce qui impliquerait que les ondes de Kelvin de la simulation LMDz-T aient un nombre d'onde verticale plus faible (elles sont de fait légèrement plus inclinées) et qu'elles soient plus dissipées.

Les ondes de Rossby gravité

Les cartes longitudes-latitudes présentées sur les Figs. 3.12(a) et 3.12(e) montrent le com-

posite du vent méridien v^C (plages de couleurs) ainsi que le vent horizontal u^C et v^C (flèches) au lag $l = 0$ à l'altitude $p_{ref} = 50hPa$. Nous remarquons que les simulations LMDz-E et LMDz-T sous-estiment l'amplitude de l'onde de Rossby gravité de presque la moitié, par rapport au paquet d'ondes de Rossby gravité des réanalyses montré sur la Fig. 2.13(a). Le maximum de vent est de 3 m.s^{-1} pour le modèle et de 5 m.s^{-1} pour ERA Interim. Nous remarquons également que dans le modèle, l'extension latitudinale du paquet d'ondes de Rossby gravité est faible par rapport aux réanalyses. Les diagrammes de Hovmöller 3.12(b) et 3.12(f) du composite v^C montrent que le paquet d'ondes de Rossby pour le modèle est dominé par les nombres d'onde $s = 3 - 4$, alors que pour les réanalyses, le paquet d'ondes de Rossby gravité comporte des nombres d'onde s allant jusqu'à $s = 6$. Ce résultat

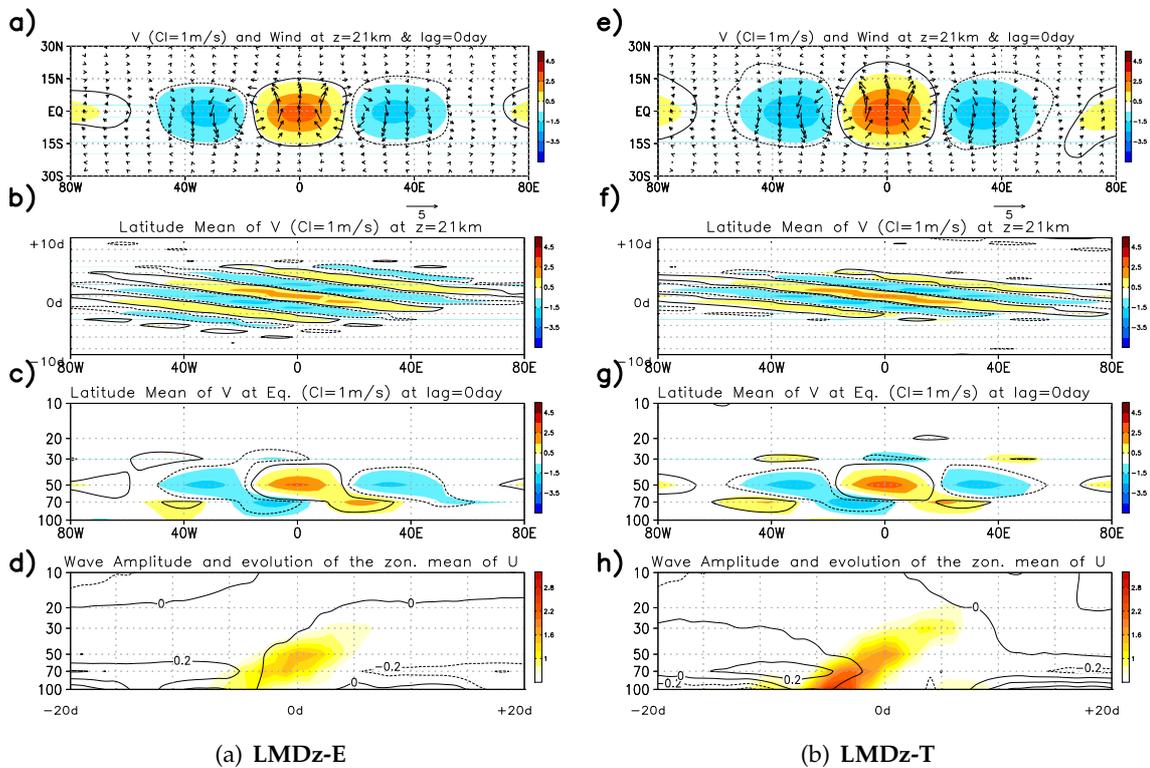


Fig. 3.12 : Cartes composite du paquet d'ondes équatoriales de Rossby gravité ayant des nombres d'ondes zonaux $s = 4 - 8$ et de périodes $\omega^{-1} \approx 3 - 8$ jours avec une vitesse de phase $C_\phi \approx 27 \text{ m.s}^{-1}$. (a) Température T^C et vent horizontal u^C , v^C à $z = 21 \text{ km}$ au lag $l = 0$ jour. (b) Diagramme Hovmöler de la température moyennée sur la bande équatoriale $\langle T^C \rangle$. Les anomalies positives (négatives) de la température sont représentées par des couleurs chaudes (froides). L'intervalle entre deux contours est de 0.1 K . (c) Évolution verticale de la température moyennée sur la bande équatoriale $\langle T^C \rangle$ à $z = 21 \text{ km}$ au lag $l = 0$ jour. Sur les trois figures (a), (b), et (c) est représenté en contour noir le niveau de significativité de 99%. Encore, les anomalies positives (négatives) de vent méridien ont représentées par des couleurs chaudes (froides). L'intervalle entre deux contours est de 1 m.s^{-1} . (d) Évolution temporelle de l'amplitude en m.s^{-1} de l'onde calculée comme étant $\sqrt{\langle v^C \rangle^2}$ en fonction de l'altitude avec un intervalle de 0.2 m.s^{-1} . Les contours représentent l'évolution de la tendance du vent zonal moyen avec un intervalle de 0.2 m.s^{-1} .

est cohérent avec les spectres S_V^\ominus présentés sur les Figs. 3.10(c) et 3.9(c) qui montrent que

les ondes de Rossby gravité de nombres d'onde $s > 4 - 5$ ne sont pas présents dans la basse stratosphère du modèle. Nous observons aussi que les lignes de phases des paquets d'ondes de Rossby gravité sont plus inclinées pour la simulation LMDz-T, ce qui indique que la vitesse de phase C_φ est plus grande que celle de LMDz-E ($C_\varphi^{LMDz-T} \approx 27 \text{ m.s}^{-1}$ et $C_\varphi^{LMDz-E} \approx 24 \text{ m.s}^{-1}$). Ces vitesses sont trop grandes en comparaison à la vitesse de phase du paquet d'ondes de Rossby gravité des réanalyses qui est de $C_\varphi \approx 20 \text{ m.s}^{-1}$. L'aspect stationnaire de ces ondes dans le modèle (Figs. 3.12(b,f)) est expliqué par le fait que la vitesse de groupe intrinsèque des ondes de Rossby gravité est équilibrée par le vent moyen qui est négatif dans la basse stratosphère du modèle. Les diagrammes longitudes-altitudes 3.12(c) et 3.12(g) des champs composites v^c confirment que les ondes de Rossby gravité ne se propagent pas verticalement dans le modèle, puisqu'on observe qu'au delà de 30 hPa, le signal est quasiment inexistant. Les longueurs d'onde verticales des ondes de Rossby gravité des modèles sont plus petites ($\lambda_z \approx 7 - 8 \text{ km}$) que dans les réanalyses ($\lambda_z \approx 12 \text{ km}$). Les Figs. 3.12(d) et 3.12(h) nous présentent l'évolution temporelle de l'amplitude du paquet d'ondes de Rossby gravité (*plages de couleurs*) en fonction de l'altitude, ainsi que la tendance induite sur le vent moyen par les ondes (*contours noirs*). L'évolution verticale de l'amplitude de l'onde de Rossby gravité montre, que le cycle de vie du paquet d'onde de Rossby gravité simulé par le modèle est plus court que pour les réanalyses. Aussi lors du passage de l'onde, la tendance du vent zonal est quasiment constante, ces ondes affectent peu l'écoulement moyen lorsqu'elles sont dissipées.

3.3.3 Ondes de Rossby gravité pendant une phase de QBO positive

Compte tenu du filtrage des ondes de Rossby gravité par le modèle LMDz, il est légitime de se demander à quel point ces ondes simulées par le modèle sont réalistes. Yang et al. (2011) ont montré que lorsque la phase de QBO n'est pas favorable à la propagation des ondes dans la basse stratosphère équatoriale, il se produit un filtrage dynamique affectant en premier lieu les ondes les plus lentes. Il en résulte alors des vitesses de phase plus rapides et des périodes plus courtes pour les ondes. C'est justement ce que nous observons en ce qui concerne les ondes de Rossby gravité sur les composantes \ominus des spectres de vents méridien S_V^\ominus , quelque soit la simulation considérée (Figs. 3.9(c) et 3.10(c)). Cette différence avec le spectre S_V^\ominus d'ERA Interim (Fig. 3.8(c)) provient du fait que dans les réanalyses, il y a des périodes où le vent zonal \bar{U} est positif ce qui favorise la propagation des ondes relativement lentes avec des vitesses de phase négatives. Lors de l'extraction des ondes de Rossby gravité d'ERA Interim, les cas sélectionnés interviennent durant ces périodes favorables (*cf.* Fig. 2.11 du Chap.2). De telles périodes ne se produisent pas dans LMDz puisque ce modèle ne simule pas de QBO, et les vents dans la basse stratosphère équatoriale y sont toujours vers l'Ouest ($\bar{U} < 0$). C'est pourquoi la comparaison des spectres S_V^\ominus et des composites des champs dynamiques stratosphériques du modèle avec ceux des réanalyses n'est pas totalement rigoureuse, dans le sens où les ondes considérées n'évoluent pas dans

le même environnement moyen.

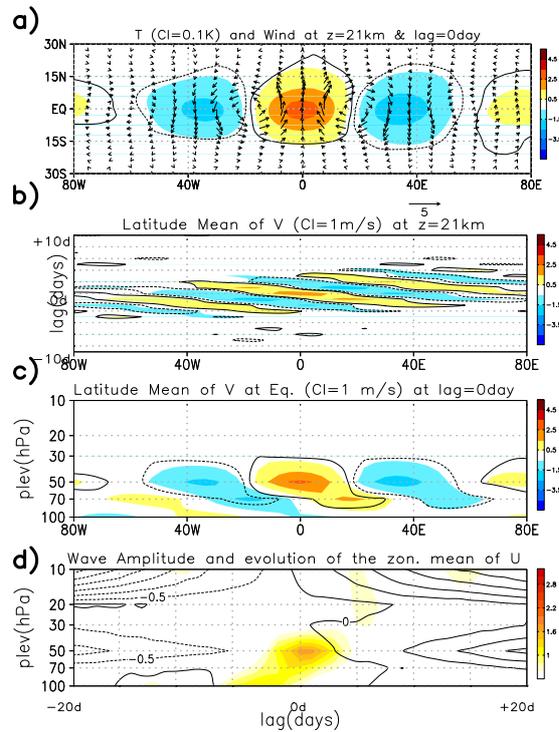


Fig. 3.13 : ERA Interim : Cartes composite QBO[⊖] à 50 hPa du paquet d'ondes de Rossby gravité avec des nombres d'ondes zonaux $s = 4 - 8$ et de périodes $\omega^{-1} \approx 3 - 8$ jours. Légende identique à celle de la Fig. 3.12

Pour cette raison, nous avons donc à nouveau extrait des réanalyses ERA Interim des ondes de Rossby gravité, à 50 hPa, mais en imposant cette fois que la phase de la QBO soit négative. Nous pouvons alors extraire d'ERA Interim des ondes de Rossby gravité dans des conditions proches de celles qui sont dans le modèle, en ce qui concerne l'écoulement moyen. Les cartes composites réalisées pendant les phases négatives de QBO (notée QBO[⊖] par opposition avec les composites précédents que l'on note QBO[⊕]), sont présentées sur les Figs. 3.13. La carte longitude-latitude de la Fig. 3.13(a) montre le composite du vent méridien v^c (plage de couleurs) ainsi que le vent horizontal (flèches) à 50 hPa pour le lag $l = 0$ jour. Nous remarquons que l'amplitude du paquet d'ondes de Rossby gravité QBO[⊖] est plus faible pendant une phase de QBO négative que celle des composites d'ondes de Rossby gravité QBO[⊕] (Figs. 2.13). Les maxima de vents sont d'environ 3 m.s^{-1} , soit de même amplitude que pour le modèle (Figs. 3.12(a) et 3.12(e)). Le diagramme de Hovmöller du composite v^c de la Fig. 3.13(b) montre que les lignes de phase du paquet d'ondes de Rossby gravité QBO[⊖] sont plus inclinées que pour les ondes de Rossby gravité QBO[⊕], indiquant que la vitesse de phase des ondes Rossby gravité QBO[⊖] est plus rapide, et de l'ordre de $C_\varphi \approx 30 \text{ m.s}^{-1}$. Nous observons également que le paquet d'ondes de Rossby gravité est dominé par des nombres d'onde zonaux plus petits que lorsque la phase de la QBO est positive. Ces résultats sont en accord avec les travaux de Yang et al. (2011).

L'évolution verticale du paquet d'ondes de Rossby gravité présentée sur la Fig. 3.13(c), montre que le paquet d'ondes ne se propage plus au delà de 30 hPa. Nous pouvons également observer sur la Fig. 3.13(d) que le paquet d'ondes de Rossby gravité juste au dessous de 30hPa. Une fois encore, le comportement des ondes de Rossby gravité du modèle est similaire à celui des ondes de Rossby gravité extraites des données ERA Interim pendant une phase négative de la QBO. Ces résultats nous montrent que le modèle LMDz est capable de simuler des ondes de Rossby gravité réalistes par comparaison avec celles qui se propagent verticalement dans l'atmosphère lors de phases négatives de la QBO. Les difficultés du modèle à simuler des ondes de Rossby gravité semblent plus causées par le filtrage dynamique, dû à l'absence de QBO dans le modèle, que par une absence de forçage troposphérique.

Si nous revenons maintenant à l'analyse spectrale du modèle dans la troposphère (Fig.3.7), force est de constater que le modèle peut simuler des ondes équatoriales dans la basse stratosphère, d'amplitude à peu près réaliste, sans pour autant avoir de variabilité dans les précipitations aux fréquences et aux nombres d'onde correspondants. Il est donc très probable que le modèle ait des sources d'ondes équatoriales distinctes de celles des réanalyses. C'est justement ce que nous allons étudier dans la prochaine section.

3.4 Origines des ondes équatoriales dans le modèle

Pour déterminer l'origine des ondes nous faisons une analyse des flux d'Eliassen et Palm (1961). Pour le système d'équations 2.1 présenté au chapitre 2, la composante horizontale ($\overline{F^\phi}$) et la composante verticale ($\overline{F^z}$) de ce flux sont de la forme (Andrews et al., 1987) :

$$\overline{F^\phi} = \rho_0 a \cos \phi \left(\overline{u_z \frac{v'\theta'}{\theta_z}} - \overline{u'v'} \right) \quad (3.1a)$$

$$\overline{F^z} = \rho_0 a \cos \phi \left(\left(f - \frac{(\overline{u \cos \phi})_\phi}{a \cos \phi} \right) \frac{\overline{v'\theta'}}{\theta_z} - \overline{u'w'} \right) . \quad (3.1b)$$

La barre horizontale correspond à la moyenne zonale, calculée de sorte que pour un champs X ,

$$\overline{X}(\phi, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} X(\lambda, \phi, z, t) d\lambda . \quad (3.2)$$

Les champs notés d'un "prime" correspondent aux champs de perturbations par rapport à la moyenne (*e.g.* $X' = X - \overline{X}$). Enfin, les notations de type X_z ou X_ϕ correspondent aux dérivées du champs par rapport à z ou ϕ respectivement.

Nous pouvons donc maintenant calculer le flux d'Eliaassen et Palm (1961) associé aux ondes de Kelvin stratosphériques et aux ondes de Rossby gravité stratosphériques. Cependant les ondes de Rossby gravité qui se propagent vers l'Ouest ne sont pas tout à fait différentes des ondes de Rossby des moyennes latitudes dans le sens où le terme $\overline{u'w'}$ de l'équation (3.1b) tend vers 0. Pour ces ondes de Rossby c'est alors le terme $f.\overline{v'\theta'}$ qui domine dans l'équation (3.1b). Or, à l'équateur f tend vers 0, ainsi $\overline{F^z} \rightarrow 0$ et le Flux d'Eliaassen et Palm est trop faible pour être utilisé comme diagnostic des ondes de Rossby gravité. Nous avons donc calculé le Flux d'Eliaassen et Palm associé aux ondes de Kelvin extraites des données ERA Interim et du modèle, en d'autre terme, nous avons calculé le flux d'Eliaassen et Palm des composites de ces ondes. Pour cela, nous utilisons les champs composites u^C , v^C , w^C et T^C , qui correspondent aux perturbations associées aux ondes de Kelvin alors que les termes moyens sont obtenus à partir des moyennes zonales des champs bruts qui correspondent aux jours sélectionnés pour le calcul des composites. Pour distinguer les champs composites qui sont noté avec un "C" en exposant, les champs bruts sont notés avec "B". Les composantes du flux d'Eliaassen et Palm associées aux ondes de Kelvin se réécrivent alors sous la forme :

$$\overline{F^\phi}_{Kel} = \rho_0 a \cos \phi \left(\overline{u^B}_z \frac{\overline{v^C \theta^C}}{\overline{\theta^B}_z} - \overline{u^C v^C} \right) \quad (3.3a)$$

$$\overline{F^z}_{Kel} = \rho_0 a \cos \phi \left(\left(f - \frac{(\overline{u^B} \cos \phi)_\phi}{a \cos \phi} \right) \frac{\overline{v^C \theta^C}}{\overline{\theta^B}_z} - \overline{u^C w^C} \right) . \quad (3.3b)$$

Les Figs. 3.15 montrent le flux d'Eliaassen et Palm $\overline{\vec{F}}_{Kel}$ (flèches) ainsi que sa composante verticale $\overline{F^z}_{Kel}$ associée aux ondes de Kelvin, des réanalyses (Fig. 3.14(a)), du modèle LMDz-E (Fig. 3.14(b)) et du modèle LMDz-T (Fig. 3.14(c)). Sur ces trois figures, nous nous intéressons au six mois d'été de l'hémisphère Nord (MJJASO). La Fig. 3.14(a) révèle, que dans les réanalyses, la majeure partie du flux transporté par les ondes de Kelvin provient exclusivement de la haute troposphère équatoriale vers 10-12 km, entre 10°N et 10°S. L'amplitude de flux $\overline{\vec{F}}_{Kel}$ est quasiment constante jusqu'à 15-17 km, indiquant que le paquet d'ondes de Kelvin se propage verticalement sans interagir avec l'écoulement moyen. L'amplitude du flux commence à décroître, à partir de 18km, indiquant que les ondes commencent à se dissiper. Comme le montrent les Figs. 3.14(b) et 3.14(c), les résultats sont très différents pour le modèle où le flux transporté par les ondes de Kelvin provient en grande partie des régions sub-équatoriales vers 15-20°S de latitude. Aussi, dans le modèle, le flux $\overline{\vec{F}}_{Kel}$ est quasiment constant jusqu'à plus de 26 km, ce qui indique que les ondes se propagent verticalement en étant moins dissipées que dans les réanalyses. Le flux d'Eliaassen et Palm est plus important pour la simulation LMDz-E que pour LMDz-T, ce qui est cohérent avec le fait que l'amplitude des ondes de Kelvin est plus grande avec

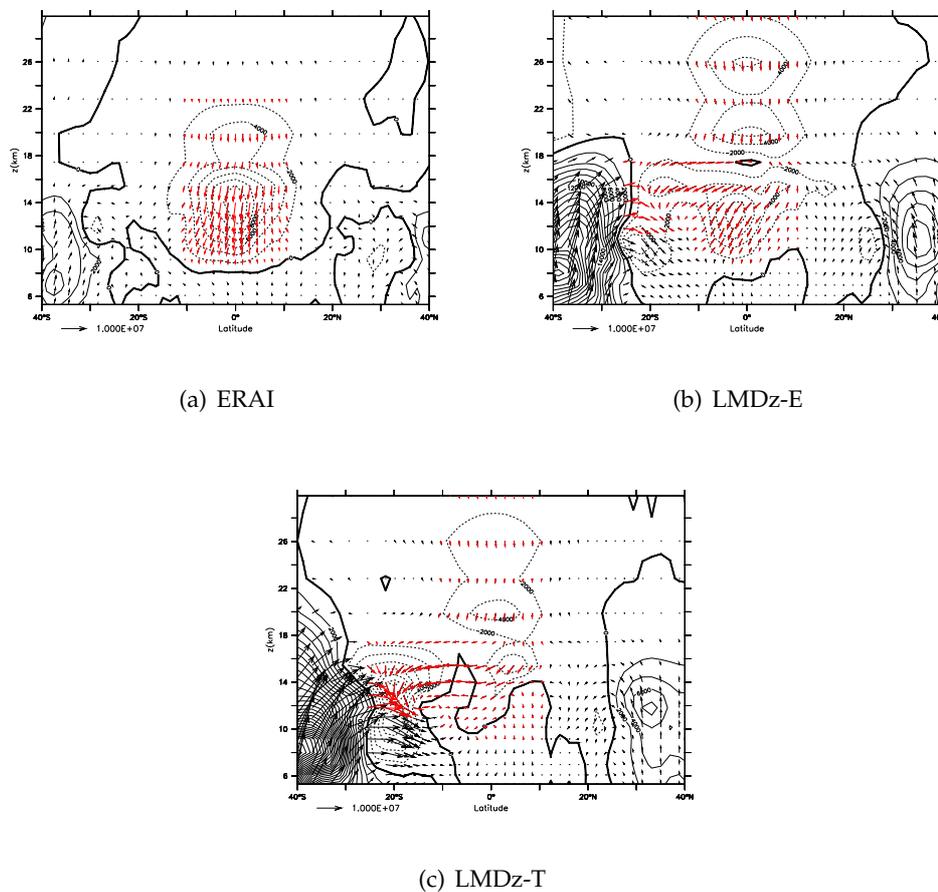


Fig. 3.14 : Flux d'Eliassen et Palm associé aux ondes de Kelvin $\overline{\vec{F}}_{Kel}$ (flèches) et composante verticale \overline{F}_{Kel}^z (contour) pour ERAI (a), la simulation LMDz-E (b) et la simulation LMDz-T (c). Le contour Intervalle est de 2000 Pa. Les flèches en rouges permettent de mettre en évidence l'origine du flux associé aux ondes de Kelvin.

la simulation LMDz-E qu'avec LMDz-T (Fig. 5.8(d) et 5.8(h)). Ces figures montrent que dans le modèle, l'origine troposphérique des ondes de Kelvin n'est pas la même que dans les réanalyses. Selon la saison considérée, les événements d'ondes de Kelvin sélectionnés dans le modèle proviennent de la région opposée aux régions de maximum de variabilité convective. En effet, le cas présenté ici est celui de l'été de l'hémisphère nord et nous pouvons observer sur les Figs. 3.14(b) et 3.14(c) que les ondes proviennent de de 15-20°S, alors que les cartes de variabilité de précipitations 3.5(d) et 3.6(d) montrent que les maxima de variabilité de précipitations sont plutôt situés vers 15-20°N, et plus spécialement pour la simulation LMDz-T. La majeure partie des ondes de Kelvin présentes dans la stratosphère du modèle ne peuvent donc pas être excitées par la convection troposphérique. Ce résultat est capital puisqu'il permet, d'une part d'expliquer la présence d'ondes de Kelvin dans la stratosphère du modèle, malgré la faiblesse du signal qui se propage vers l'Est sur les précipitations et d'autre part, de comprendre pourquoi les ondes dans la stratosphère du

modèle ne semblent pas affectées par le changement de paramétrisation de la convection.

Ce résultat ne remet pas en cause le forçage des ondes de Kelvin stratosphériques par les ondes couplées à la convection, il montre que, dans le modèle, les ondes de Kelvin stratosphériques trouvent d'autres sources d'excitation. Si cette analyse ne nous permet pas de conclure sur l'origine de ces ondes dans la stratosphère du modèle, nous pouvons tout de même noter que lors des événements d'ondes de Kelvin dans le modèle, l'activité aux moyennes latitudes est trois fois plus importante que dans les réanalyses, ce qui laisse à penser qu'un mécanisme d'excitation par les moyennes latitudes est probablement à l'oeuvre.

3.5 Les ondes de Rossby gravité : Recharge stratosphérique

Le fait que les ondes de Rossby gravité puissent être excitées aux moyennes latitudes a déjà été montré par Yang et al. (2011). Pour mettre en évidence la possibilité d'une telle excitation non-convective de ces ondes dans la stratosphère, nous allons diagnostiquer la possibilité de présence d'ondes de Rossby gravité dans la stratosphère équatoriale des réanalyses ERA Interim, en excluant la possibilité du forçage convectif. Pour cela nous utilisons le fait qu'en situation de QBO négative, les ondes de Rossby gravité ne se propagent pas au delà de 30 hPa, ce qui implique qu'à partir de cette altitude, les ondes provenant de la troposphère se sont dissipées. Ainsi, pour évaluer si des ondes de Rossby gravité peuvent apparaître sans être forcées dans la troposphère, nous avons extrait des ondes de Rossby gravité à 20 hPa en construisant un index d'ondes de Rossby gravité à 20 hPa, puis nous avons sélectionné les maxima (i) lorsqu'ils dépassent un certain seuil et (ii) en ajoutant comme condition que le vent zonal moyen soit négatif à 50 hPa. Pour rester cohérent au niveau des amplitudes, nous imposons des seuils sur l'index tels que le nombre de jours sélectionnés reste égal au nombre d'années considérées ($N_c = N_{an}$). Les cartes composites obtenues sont présentées sur les Figs. 3.15.

La carte longitude-latitude de la Fig. 3.15(a) montre le composite du vent méridien v^c (plages de couleurs) ainsi que le vent horizontal u^c et v^c (flèches) pour les réanalyses, à 20hPa au lag $lag = 0$. Nous reconnaissons la structure horizontale caractéristique d'une onde de Rossby gravité avec des maxima de vent de 4 m.s^{-1} . Le diagramme de Hovmöller de la Fig. 3.15b nous montre que le paquet d'onde de Rossby gravité se propage avec une vitesse de phase $C_\phi \approx 19 \text{ m.s}^{-1}$, soit une vitesse comparable à celle du paquet d'ondes de Rossby gravité extrait des réanalyses à 50hPa présentée sur la Fig. 2.13 du chapitre 2. La Fig. 3.15(c) présente l'évolution verticale du paquet d'ondes de Rossby gravité. Les lignes de phase du paquet d'ondes sont inclinées vers l'Est, ce qui indique que l'onde se propage vers le bas. De la même manière, L'évolution verticale de l'amplitude de l'onde de Rossby

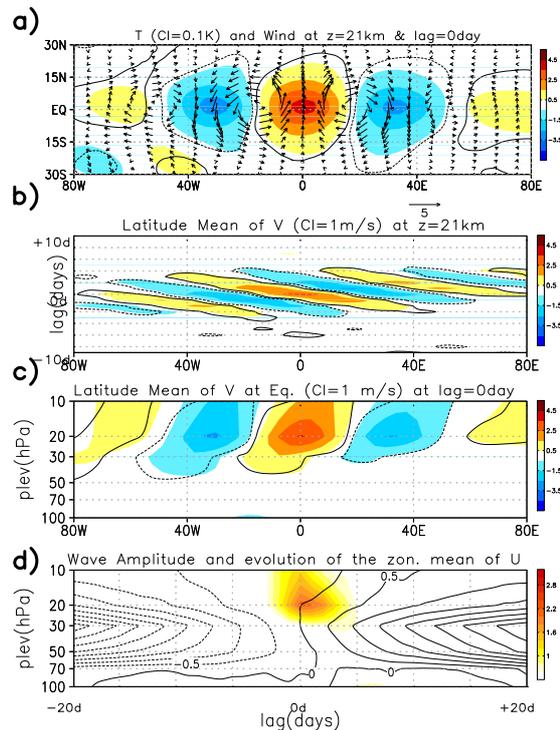


Fig. 3.15 : ERA Interim : Cartes composite à 20 hPa, du paquet d'ondes équatoriales de Rossby gravité ayant des nombres d'ondes zonaux $s = 4 - 8$ et de périodes $\omega^{-1} \approx 3 - 8$ jours réalisées pendant des phases de QBO négatives à 50 hPa, et vents positifs à 20 hPa. Légende identique à celle de la Fig. 3.12.

gravité en fonction du temps, nous montre que le signal est incliné vers les lags négatifs, ce qui confirme la propagation vers le bas du paquet d'ondes. Ces deux dernières figures prouvent que le paquet d'onde de Rossby gravité extrait des réanalyses, ne provient pas de la troposphère et ne peut donc pas avoir d'origine convective. Cette étude nous montre que dans les réanalyses, il existe des ondes de Rossby gravité dans la stratosphère équatoriale qui ont les mêmes caractéristiques que celles supposées forcées par les ondes couplées à la convection. L'importance de ce résultat est capitale puisque ce paquet d'ondes de Rossby gravité est extrait directement depuis les réanalyses, et présente une amplitude tout à fait comparable aux ondes de Rossby gravité présentes dans le modèle.

3.6 Conclusions et Discussions

L'analyse des ondes de Kelvin et de Rossby gravité dans la basse stratosphère équatoriale du modèle LMDz montre que celui-ci sur-estime les ondes de Kelvin et sous-estime les ondes de Rossby gravité par rapport aux réanalyses ERA Interim. Ce résultat est essentiellement dû à un effet de filtrage. Le vent zonal dans la basse stratosphère de LMDz est toujours négatif, ce qui favorise la propagation des ondes de vitesse de phase positive (comme les ondes de Kelvin) et défavorise la propagation des ondes de vitesse de phase négative (comme les ondes de Rossby gravité).

Ce rôle dominant du filtrage par l'écoulement moyen masque en grande partie l'effet dû à la variabilité de la convection dans les modèles qui a été noté par Horinouchi et al. (2003). En effet, dans LMDz, passer d'un schéma de paramérisation de la convection qui produit beaucoup de variabilité des précipitations dans les tropiques (le schéma de Tiedtke (1989)) à un schéma qui en produit peu (le schéma d'Emanuel (1991 & 1993) a relativement peu d'effet sur les ondes dans la stratosphère équatoriale. Ce résultat, en apparence contradiction avec Horinouchi et al. (2003), a deux origines. La première est que la différence entre les variabilités des précipitations n'a d'importance que si elle se produit dans le domaine spectral des ondes équatoriales. Nous avons bien vu que dans LMDz cette différence n'est pas très marquée puisque les deux versions du modèle ne produisent pratiquement pas de variabilité dans le domaine spectral des ondes couplées équatoriales identifiées, comme par exemple, dans Wheeler et Kiladis 1999. Nous verrons dans le prochain chapitre que dans la réalité les ondes dans la stratosphère accompagnent souvent ces ondes couplées à la convection. La deuxième raison est que, dans le modèle, les ondes ont une origine plutôt extratropicale comparé à la réalité. Nous avons confirmé ce résultat pour les ondes de Kelvin en utilisant des diagnostics en terme de flux d'Eliassen et Palm. Clairement dans le modèle, les sources hors équatoriales supplémentent les sources équatoriales.

Pour les ondes de Rossby gravité ce diagnostic est plus délicat car le flux d'Eliassen et Palm de ces ondes est très faible (ce qui également pose le problème de leur importance réelle pour la QBO). Nous avons donc dû utiliser deux subterfuges pour voir si le modèle simulait à peu près la bonne quantité d'ondes de Rossby gravité. La première a été d'extraire des ondes de Rossby gravité dans les réanalyses à 50 hPa mais en ne sélectionnant que des périodes de la QBO où le vent est négatifs (comme il l'est toujours dans LMDz). Le résultat est surprenant puisque, dans ce cas, les composites des réanalyses dans ce cas ressemblent beaucoup aux composites des ondes de Rossby gravité dans LMDz. Le modèle semble donc avoir suffisamment de sources d'ondes de Rossby gravité et les latitudes extratropicales peuvent à nouveau en être la cause.

Pour coroborer ce dernier point, et pour montrer que dans le monde réel les moyennes latitudes peuvent également produire des ondes de Rossby gravité, nous avons proposé une analyse composite dans ERA Interim que nous avons qualifié de "recharge stratosphérique". Dans cette expérience, les ondes de Rossby gravité sont diagnostiquées à 20 hPa, mais dans une configuration où le vent zonal moyen est négatif en dessous. Dans ce cadre, les ondes venant de basse altitude sont toutes absorbées, et seule l'influence des autres latitudes demeure (ou bien une production interne via un mécanisme d'instabilité que nous ne discutons pas). Une fois encore, nous observons des ondes de Rossby gravité comparables à celles extraites du modèle.

Clairement ces résultats tempèrent ceux de Horinouchi et al. (2003) en mettant nettement en avant d'autres mécanismes que la convection pour produire des ondes équatoriales, qui sont tout aussi réalistes.

Enfin il est important de noter que, des tests tardifs fait sur les simulations couplées de LMDz, IPSLCM5, avec "la nouvelle physique" (décrite dans le papier Hourdin et al. (2012) confirment nos résultats. Comme nous pouvons l'observer sur les Figs. 3.16, les nouvelles paramétrisations des nuages et de la convection, augmentent considérablement la variabilité des précipitations par rapport aux simulations que nous avons présentées dans ce chapitre (cf. Figs. 3.5 et 3.6), mais perd en réalisme puisque cette variabilité est beaucoup trop importante par rapport à celle des observations GPCP (cf. Fig. 2.2). Les spectres du

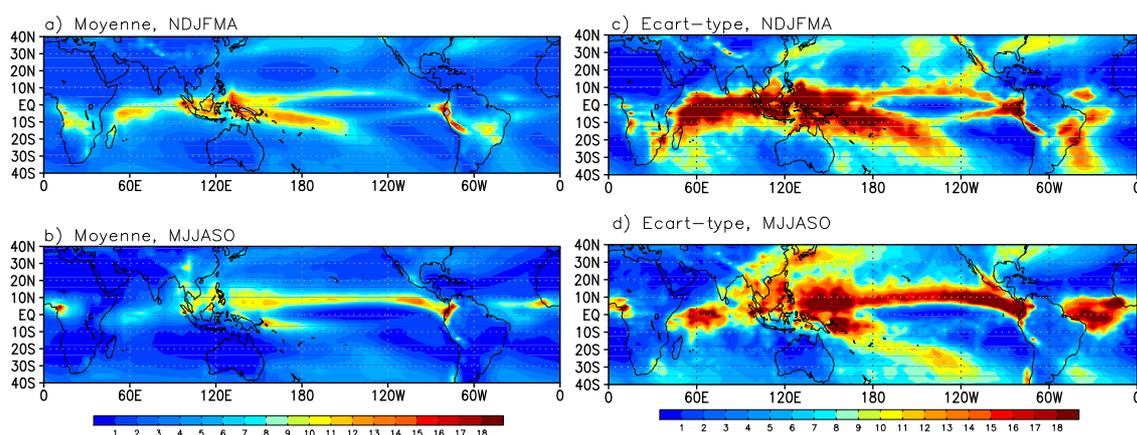


Fig. 3.16 : CMIP5B : Climatologies moyennes et déviations standard des précipitations. Les moyennes de l'été et de l'hiver boréale sont représentées sur les figures a et b, tandis que les déviations standard d'étés et de l'hiver boréales sont représentés sur les figures c et d. L'intervalle entre deux contours est de 1mm/jours aussi bien pour les moyennes que pour les déviations standards

champs de précipitation des Figs. 3.17 montrent une puissance spectrale plus importante

que pour les simulations LMDz-E et LMDz-T (Fig. 3.7), et notamment pour la partie du signal qui se propage vers l'Est. Néanmoins ces spectres présentent des caractéristiques spectrales bien plus "rouges" que ceux des Figs. 3.7, et ne montrent toujours pas de signature caractéristique dans le domaine spectral des ondes de Kelvin ou des ondes de Rossby gravité couplées à la convection. L'amplitude de la variabilité des précipitation n'est pas reliée à l'aptitude du modèle à simuler des ondes équatoriales couplées à la convection.

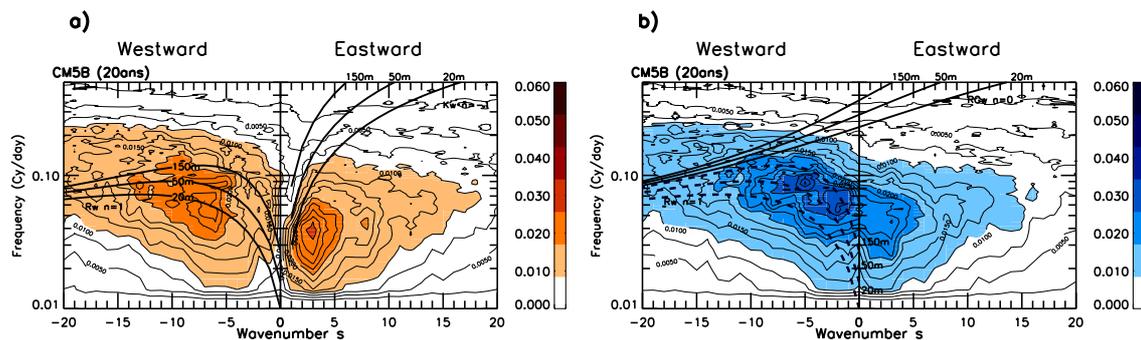


Fig. 3.17 : Spectres en fréquences et nombre d'onde des précipitations ($en\ mm^2.Cy.j^{-1}$), pour le modèle CMIP5B. Séparation entre la partie symétrique du spectre (a) et la partie antisymétrique (b). Les courbes noires correspondent aux droites de dispersion théorique des ondes équatoriales. Pour les parties symétriques : droite de dispersion des ondes de Kelvin dans la direction Est, et les droites de dispersion pour les ondes de Rossby équatoriales dans la direction Ouest. Pour les parties antisymétriques, les droites de dispersion des ondes mixtes de Rossby gravité se propageant vers l'Est et vers l'Ouest.

Cependant, et dans le modèle, si ces autres mécanismes peuvent se substituer à celui de la convection, cela n'est pas forcément un signe de réalisme. Nous allons en effet montrer dans le chapitre suivant que les ondes dans la basse stratosphère équatoriale accompagnent souvent les ondes troposphériques couplées à la convection. Nous allons aussi voir que bien que les ondes de Kelvin du modèle soient réalistes, en ce qui concerne leur signature sur les champs tels que le vent horizontal ou la température, elles restent relativement faibles lorsque l'on s'intéresse à leur capacité à modifier l'écoulement moyen.

Les ondes équatoriales couplées à la convection.

4.1 Contexte scientifique

Afin d'approfondir les résultats du chapitre 3, nous proposons maintenant une étude sous la forme d'un article qui évalue le lien entre la convection troposphérique et les ondes équatoriales stratosphériques, et en omettant volontairement le rôle des ondes couplées à la convection. Dans ce cadre, nous évaluons dans la simulation de contrôle du modèle couplé de l'IPSL, IPSLCM5 fait pour CMIP5, l'ensemble des modes de variabilité de la convection. Nous analysons ainsi l'ENSO¹, la MJO² et les ondes équatoriales couplées à la convection dans le modèle et dans les observations. Comme ces modes ont des échelles de temps très variées nous devons utiliser une base de donnée très longue et pour cela, les champs d'OLR de la NOAA servent de proxy de l'activité convective dans ce chapitre. En couplant ces données aux réanalyses NCEP nous mettons en évidence un lien assez fort dans les observations entre les ondes équatoriales couplées à la convection et les ondes stratosphériques. Ce lien est quasiment absent dans le modèle. D'un autre côté, de part la très longue durée de la simulation de contrôle, nous mettons aussi en évidence une relation entre l'ENSO et les ondes de Kelvin stratosphériques, proposant ainsi un lien entre les oscillations ENSO et QBO.

¹"El Niño Southern Oscillation"

²"Madden and Julian Oscillation"

4.2 Article : *Tropical variability and stratospheric equatorial waves in the IPSLCM5 model*

Maury P., F. Lott, L. Guez and J-P. Duvel (2011)

Climate Dynamics, doi : 10.1007/s00382-011-1273-0

Abstract

The atmospheric variability in the equatorial regions is analysed in the Earth System Model (ESM) pre-industrial simulation done at IPSL in the framework of CMIP5. We find that the model has an interannual variability of about the right amplitude and temporal scale, when compared to the El-Niño Southern Oscillation (ENSO), but that is too confined to the western Pacific. At the intraseasonal periods, the model variability lacks of large-scale organisation, and only produces one characteristic Madden-Julian Oscillation (MJO) every 10 winters typically. At shorter time-scales and in the troposphere, the model has Rossby and Kelvin Convectively Coupled Equatorial Waves (CCEWs), but underestimates the Kelvin CCEWs signal on OLR.

In the model stratosphere, a composite analysis shows that the Temperature and velocities fluctuations due to the Kelvin waves are quite realistic. In the model nevertheless, the stratospheric waves are less related to the convection than in the observations, suggesting that their forcing by the midlatitudes plays a larger role. Still in the model, the Kelvin waves are not predominantly occurring during the life cycle of the tropospheric Kelvin CCEWs, a behaviour that we find to be dominant in the observations. The composite analysis is also used to illustrate how the waves modify the zonal mean-flow, and to show that the model Kelvin waves are too weak in this respect. This illustrates how a model can have a reasonable Kelvin waves signal on the velocities and temperature, but can at the same time underestimate their amplitude to modify the mean flow. We also use this very long simulation to establish that in the model, the stratospheric equatorial waves are significantly affected by ENSO, hence supporting the idea that the ENSO can have an influence on the Quasi-Biennial Oscillation (QBO).

4.2.1 Introduction

The fact that the mean state and the variability of the stratosphere affect the tropospheric climate is now well established. This is in part due to radiative and chemical effects, essentially related to the stratospheric ozone that absorbs the solar UV, and to the stratospheric water vapour that has a significant greenhouse effect (Salomon et al., 2010). This influence of the stratosphere is also related to dynamical effects, some specific modes of the stratospheric variability propagating downward in the stratosphere, like the QBO (Baldwin

et al., 2001) in the tropics, and the Arctic Oscillation (AO, Baldwin and Dunkerton (1999)) in the mid latitudes. These modes of stratospheric variability significantly influence the surface climate in various regions, at least in the midlatitudes (for the QBO see Holton and Tan (1980), Anstey et al. (2010) for the AO see Baldwin and Dunkerton (1999), Christiansen (2001), Douville (2009), Lott et al. (2005), Nikulin and Lott (2010)).

Although less documented, it is also well established that the stratosphere can affect the relations between the tropical troposphere and the midlatitudes. For instance, the ENSO impact on the North Atlantic region (Fraedrich and Muller, 1992), is more pronounced in atmospheric models that include a stratosphere (Cagnazzo and Manzini, 2009), because the mid-latitude planetary waves fluxes into the stratosphere are stronger during ENSO (Sassi et al., 2004). One difficulty of studying this problem, is that the tropical tropospheric variability is dominated by ENSO whereas the stratospheric one is dominated by the QBO. Both have pronounced quasi-biennial signals, which are quite distinct according to Barnett (1992), so their effects can be difficult to disentangle : one can take for an ENSO effect a QBO effect and vice et versa. This is rendered even more complicated by the fact that (i) the influence of these two tropical oscillations combine in a nonlinear way Calvo et al. (2009) and that (ii) the ENSO and QBO interact dynamically with each other (Maruyama and Tsuneoka (1998) ; Taguchi (2010)). A good dynamical reason for this relation can be that during ENSO the tropical upwelling driven by the midlatitude waves increases (Hardiman et al., 2007), and this can have a significant effect on the QBO period according to Dunkerton (1997). Another more direct reason, given by Taguchi (2010), is that as the ENSO affects the forcing of the the equatorial waves, because these waves are in good part driven by the convection ((Manzini and Hamilton, 1993) ; (Ricciardulli and Garcia, 2000), (Horinouchi et al., 2003)). Our analysis of the tropical variability from the intra-seasonal scales of ENSO to the synoptic scales of the equatorial waves will adress this issue for the case of a coupled model.

Because the significance of the stratosphere is now well established, a good part of the ESMs participating to the Coupled Model Intercomparison Project n°5 (CMIP5) represent it well. Following these groups of modellers, the atmospheric model from the Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMDz, Hourdin et al. (2006)) that enters into the IPSL ESM for CMIP5 (IPSLCM5), includes a good part of the stratosphere representation reported in Lott et al. (2005). An essential difference between models with a stratosphere is that some of them simulate a QBO, like the Met Office's (Hardiman et al., 2007) the Max-Planck Institute's (Giorgetta et al., 2006) climate models whereas some other do not, like the IPSLCM5 (see Lott et al. (2005)). The fact that a model does not simulate the QBO is in general related to : (i) its insufficient vertical resolution in the lower stratosphere, (ii) to an under-representation of the equatorial waves that enter into the stratosphere, and (iii) to a deficient non-orographic gravity wave drag. Of course this different causes are intimately related, with for instance a too coarse vertical resolution limiting the model ability to re-

present well the vertical propagation of the resolved equatorial waves (Boville and Randell, 1992). It is therefore essential to measure the realism of the equatorial waves the models can represent explicitly, like the gravest equatorial waves analysed in Lott et al. (2005).

The simulation of Equatorial waves in models has been the subject of many studies, with researchers from the tropical meteorology community identifying the CCEWs in the troposphere (Wheeler and Kiladis, 1999), and those from the stratospheric community looking at the freely propagating equatorial waves that enter in the lower stratosphere (recent satellite observations are in Ern et al. (2008)). A priori, this separation is not really justified since the CCEWs organize convection and since the stratospheric equatorial waves are in part forced by convection. As an illustration, the spectral analysis in Hendon and Wheeler (2008) have shown that the spectral signature of the stratospheric waves is quite close to that of the CCEWs, with the stratospheric signal slightly faster than the tropospheric one. This suggests that a good fraction of the stratospheric waves accompany the development of the CCEWS, their faster time-scale resulting from the fact that the faster disturbances have a larger vertical wavelength and are less dissipated. If predominant, this scenario should tell that the models with insufficient CCEWs would fail in simulating the right amount of stratospheric waves. To analyse these issues, the method in Lott et al. (2009) for extracting the life cycle of the waves, can be well adapted, since it has proved to be relevant for both models and reanalysis. Note nevertheless that the waves analysed in Lott et al. (2009) are those with wavenumber $s < 10$, which can be a limitation, but for which we know from satellites observations that the reanalysis datasets are quite realistic.

The purpose of the paper is two-fold. The first is to document the large-scale tropospheric tropical variability in the model, from the interannual ENSO oscillations, to the intraseasonal MJO oscillations, and down to the synoptic time-scales of the equatorial waves. The second purpose of the paper is to analyse the simulation of the stratospheric equatorial waves and to report their relation with the convection below. In this context we will pay a particular attention to the relation between stratospheric waves and tropospheric equatorial waves, as well as on the relation between ENSO and the stratospheric waves.

The plan of the paper is as follows. Section 2 presents a description of the model, of the observational datasets, and the diagnostics of the tropospheric tropical variability including the inter-annual and the intraseasonal time scales. Section 3 analyses equatorial waves, their relation with convection and their sensitivity to the ENSO phase. In this section, we will focus on the Kelvin waves, and use the fact that the simulations are very long, which enable to extract via a composite method, the effect of the waves on the large scale flow. Section 4 summarizes the results.

4.2.2 Interannual and Intraseasonal Variabilities

The experiment we look at is a 1000yrs long pre-industrial simulation done with the fully coupled IPSL ESM, IPSLCM5, and where the CO₂ emission corresponds to the 1850

value. This simulation couples an atmospheric land surface model and a ocean sea-ice model, it also includes an interactive carbon cycle (more details are in Dufresne and co authors (2011, this issue)). This simulation (hereinafter called picontrol2) is initialised with oceanic, sea-ice, and vegetation fields issued from series of preliminary spin-up simulations which cumulated time is around 800yrs. For the atmospheric part, the LMDZ5A model is used (Hourdin et al., 2011, this issue), at resolutions 1.875° in latitude, 3.75° in longitude, and with 39 levels in the vertical. This 39 levels version goes up to about 70km, as the stratospheric 50-levels version of LMDz in Lott et al. (2005), with 15 levels above 20km and the resolution in the low stratosphere is around 1.5km. As convection parameterizations are affecting the tropical variability (for the equatorial waves see Horinouchi et al. (2003)), it is mandatory to recall that LMDz5A uses the Emanuel (1993) scheme for deep convection and the Bony and Emanuel (2001) statistical cloud scheme. To evaluate how the model simulates the tropical variability we will often use the OLR fields, which are a well known proxy for the large-scale convection in the tropics and which can be compared to the NOAA-OLR datasets which covers now more than 30yrs (Liebmann and Smith, 1996). Our choice for OLR is also motivated by the fact that most of the modes of variability analysed in this paper, (ENSO, MJO and the equatorial waves), have a signature on the deep tropical convection and thus on OLR (for the ENSO, see Chiodi and Harrison (2010), for the MJO Matthews (2000), for the CCEWS Wheeler and Kiladis (1999)).

All the statistical results we will present are evaluated from daily series : the entire 30-yrs of the NOAA datasets, and sub ensembles of picontrol2 which lengths can vary between 200yrs and the entire 1000yrs of the simulation. These lengths will be given in due place. We have quite systematically verified that in term of amplitude, all the results we will show, when significant are not much affected by the length of the model sample or by the periods it covers. Nevertheless, the use of longer series is necessary when the signals from the model are quite weak or rare.

4.2.2.1 OLR means, variances and teleconnections

Figure 4.1a shows the mean of the OLR for the winter period and for the 1000yrs of the pre-industrial simulation. It shows that the model tends to produce enhanced deep convection over the maritime continent, as in the observations (Fig. 4.1b) but that this major centre of convective activity does not spread much over the western Pacific where the SPCZ is largely underestimated. The centre of deep convection does not extend much over the Indian ocean as well. We also see that over the subsident region of the eastern Pacific, the OLR is much larger in the model. The model also produces secondary centres of deep convection over the southern hemisphere subtropics and over Africa and South-America, but largely underestimates them. In summer (Figs. 4.1c and 4.1d) the model produces the expected northward shift of the convection zones. Around the longitudes of the maritime continent and India, there are now centers of deep convection over the bay of Bengal and

around south-east Asia. Again, the signal does not spread enough over the Pacific ocean and in particular to the east of the Philippines archipelago. As in winter, the model locates well the regions of continental monsoonal activity over the equatorial regions in Africa and South America, but underestimates their intensity.

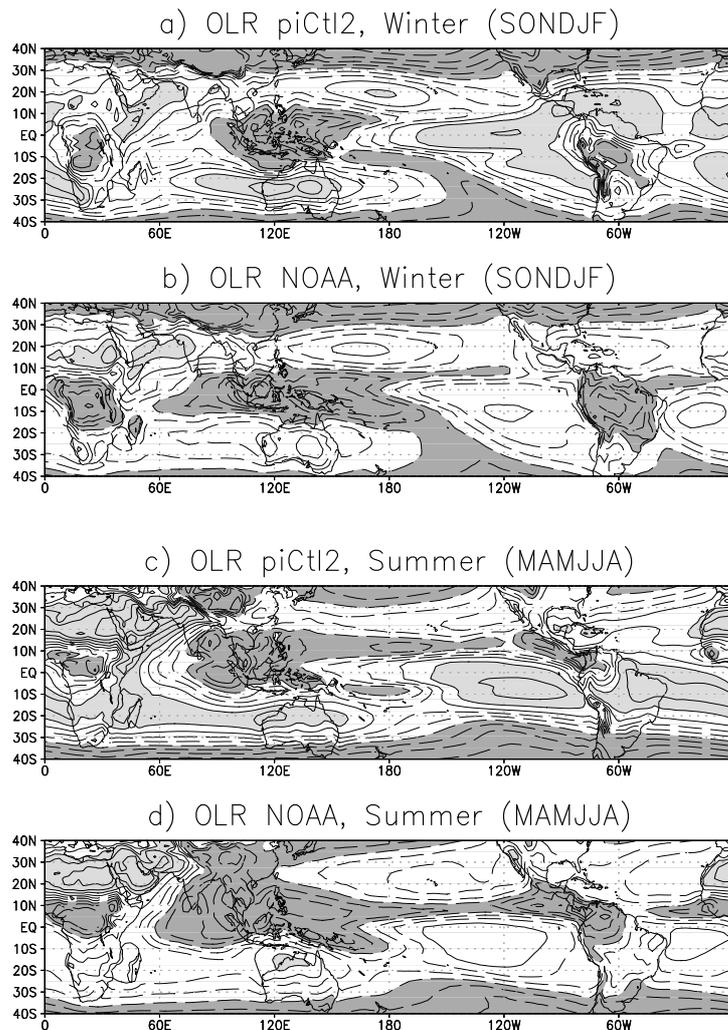


Fig. 4.1 : Mean of Outgoing Longwave Radiation (OLR) :a) Winter months (SONDJF) from the pre-industrial control run; b) Same as a) but for the NOAA-OLR; c) Summer months (MAMJJA) from the pre-industrial control run; d) Same as c) but for the NOAA-OLR. CI : 10W/m^2 , values below 260W/m^2 are dashed. Values below 240 and above 280 are lightly shaded.

To describe the various modes of tropical variability, we next focus on the Equatorial band by averaging the OLR signal between 10°S and 10°N . In the model (solid black curve in Fig. 4.2a) the OLR signal has enhanced variance over a large sector between the Indian Ocean (60°W) and the western Pacific (180°), in agreement with the observed variance (solid grey curve). Note nevertheless that the model variance almost everywhere exceeds the observed one. To evaluate the planetary-scale organisation of the convection, the dashed

lines in Fig. 4.2a shows the maxima of anticorrelation between one point in the tropical band and any other points. If we first first look at the observations (grey dashed), there is a substantial anti correlation between the maritime continent and the central Pacific (see the grey arrow). Without ambiguity, we can associate these maxima of anti-correlation to ENSO, since they are located near the longitude of Darwin (130°) and Tahiti (210° E), places where the ENSO variability produces largely anticorrelated responses (Ropelewski and Jones, 1987). The dashed black line shows that in the model, this large scale anti-correlation is in good part lost.

4.2.2.2 Modal analysis

To extract the spatial patterns that control the model variability, we next proceed to an EOF analysis of the OLR signal (still averaged between 10° S and 10° N). The EOF spectra in Fig. 4.2b shows that in the model the first 2 EOFs represent less than about 20% of the variance, whereas in the NOAA dataset they account for almost 35% of the variance. Beyond EOF 5, the two spectra behave quite identically. We see here that the lack of large-scale connection between geographic places in the model (grey curves in Fig. 4.2a) makes that the EOF spectra for the model OLR is much whiter than the corresponding spectra from the NOAA OLR (Fig. 4.2b). The structures of these EOFs are shown in Fig. 4.2c, with the first model EOF representing a seesaw for deep convection between the Indian ocean and the western Pacific, a pattern that is somehow reminiscent of the second EOF of variability from the NOAA OLR (grey dashed). The second EOF of the model again translates the much whiter structure of the model variability since it has three extrema. It corresponds to enhanced precipitation over the maritime continent and reduced convection on the two sectors immediately to the east and to the west, that is in the western and central Pacific on the one hand and over the whole Indian ocean on the other. Clearly, the lack of anti-correlation between the Maritime continent and the central Pacific in the model, makes that it has difficulties in capturing the first observed EOF, the one which is the more strongly related to ENSO (Kessler, 2001). To characterize the temporal evolution of the large-scale variability, we next follow Matthews (2000), and use the first two leading PCs. Furthermore, as the model EOFs differ significantly from the observed ones, we have verified that our results are not much changes when we project the model fields on the observed EOFs (generating pseudo-PCs). As a first illustration, the lower triangles in Fig. 4.2b show that the variance of the two pseudo-PCs generated this way is larger than that of the higher orders pseudo-PCs, as it is for the real PCs. Some other examples will be given.

Figures 4.3a and b show the spectra of the first and second PCs respectively evaluated from the first 200yrs of picontrol2. In Fig. 4.3a we see that the PC 1 for the observations has enhanced variances at the inter-annual scale with a broad maximum around 3 years. It also has enhanced variability at the intraseasonal scales [10–100day]. As the EOF 1 from the observations projects well on the ENSO, we can attribute the intraseasonal variability on

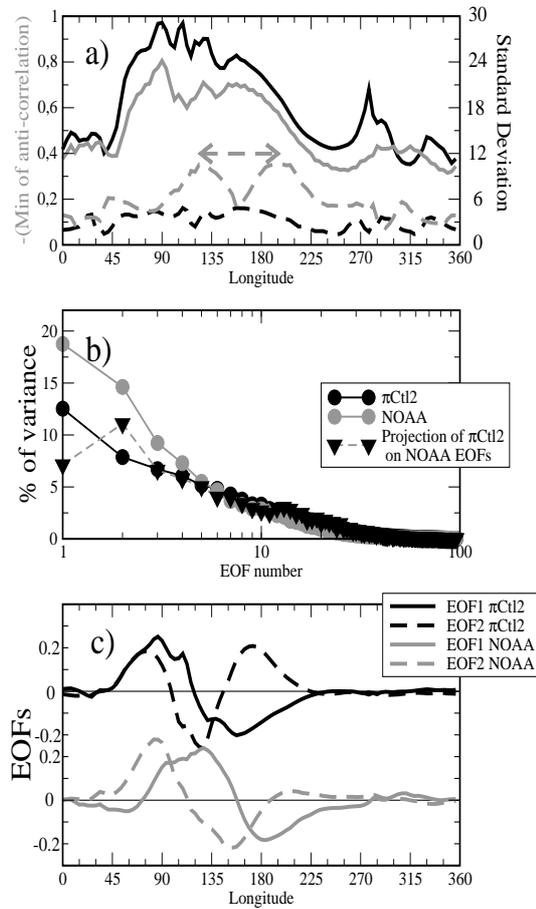


Fig. 4.2 : Variability statistics of the OLR averaged over the Equatorial band (10°S – 10°N). Black lines are for the 1000yrs of picontrl2, and the grey lines are for the 30yrs of the NOAA OLR (1979-2008). a) Standard deviation (solid) and teleconnection (dashed). b) EOF spectra of picontrl2, NOAA, and projection of picontrl2 on NOAA EOFs; c) EOFs 1 (solid) and EOFs 2 (dashed) from picontrl2 (black) and NOAA (grey).

the PC 1 to the ENSO signal. This attribution is supported by the fact that the PC 2 spectra in the observed OLR is almost devoid of inter-annual variations (grey curve in Fig. 4.3b) but has enhanced variability at the intraseasonal periods. The behaviour of PC 1 and PC 2 from the model have some resemblance with the observed ones, with substantial inter-annual variability in PC 1 and substantial intraseasonal variability in both PC-1 and PC2 (thick black curves in Fig. 4.3a-b).

The thin lines on Fig. 4.3a and b, are for the model "pseudo"-PCs spectra, showing that they present about the same amount of variance at the intraseasonal and interannual periods than the real PCs, indicating again that they could be used to characterize the model variability.

To characterize the propagative aspects of the variability, Fig. 4.3c shows the spectral coherency between PC 1 and PC 2. In the model (thick black line in Fig. 4.3c) the two PCs have enhanced coherency at the intra-seasonal periods [25–100day]. Although largely significant since our temporal series are very long (200yrs here) this enhanced coherency

is less pronounced than the corresponding one from the NOAA OLR (grey line in the top panel). We will see in the next subsection that this weaker intraseasonal coherency in the model, is related to the fact that the large scale OLR anomalies do not propagate eastward as regularly as in reality. A first indication that this is indeed the case is given by the phases shown in Fig. 4.3c. For the model the two signals in the 25-100day band are between being in phase and being in quadrature whereas in the observations the two PCs are well in quadrature.

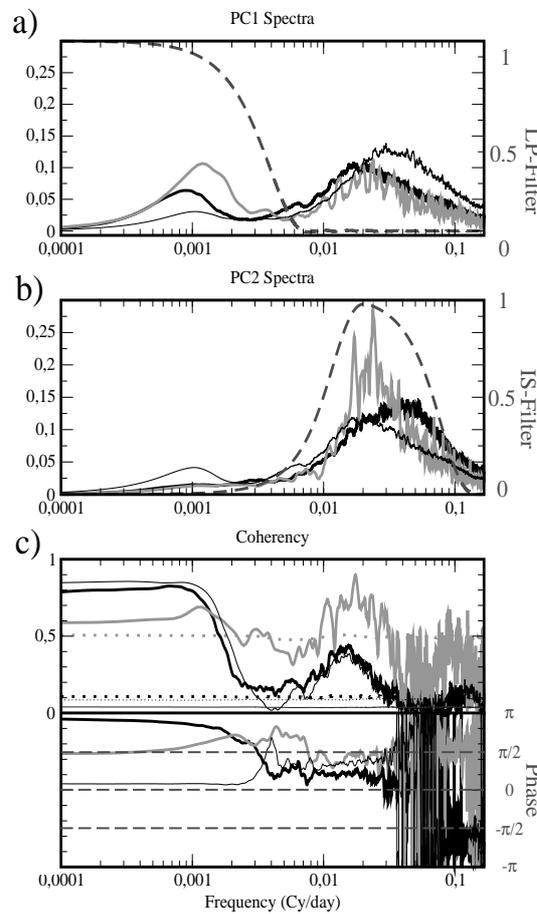


Fig. 4.3 : Spectral analysis of the PCs 1 and 2 of the OLR. The black lines are from the picontrl2 simulation and the grey curves are from the NOAA dataset, the thin black lines are for the picontrl2 data projected on the NOAA EOFs. a) PC1s spectra and inter-annual filter used to extract the ENSO (thick grey dashed). b) PC2s spectra and intra-seasonal filter used to extract the MJO (thick grey dashed). c) coherency between PC1 and PC2. For the model, the spectra and co-spectra are evaluated in three steps : (i) the first 200yrs in each PCs is extracted and averaged over 3 days, (ii) Fourier transforms of the 2 resulting series are done, (ii) the resulting periodograms and cross periodogram are smoothed by a 33% cosine window of width 3 cy/year yielding a resolution of $3 \cdot 10^{-3}$ cy/day. In c) the dotted lines are for the mean and the 1% levels, they are estimated from a monte-carlo test (see Lott et al. (2004) for details). For the NOAA dataset, the same technique is used but over the 30 years available.

4.2.2.3 Composite maps

The temporal evolution of the leading PCs from the model and from the observations are shown in Fig. 4.4. For each PCs we also isolate its inter annual variability by using a non recursive low-pass filter that uses Kaiser windows adjusted to minimize Gibbs effects and with half power point at 1 year (see the thick grey curve in Fig. 4.3a and Hamming (1983), Lott et al. (2004)). For the observed series, PC1 presents substantially larger inter-annual variability than PC2 and the major peaks in PC1 occur during well known ENSO-years (1982-1983 and 1997-98 for instance). For the model, PC1 and its filtered component (1st curves on the top of Fig. 4.4) shows similar properties, with substantial interannual. The last 2 curves in Fig. 4.4 are for the model pseudo-PCs : the first one has interannual extrema at the same time as that of the "true" model PC1, which means that the true PC1 or the pseudo PC1 can as well be used.

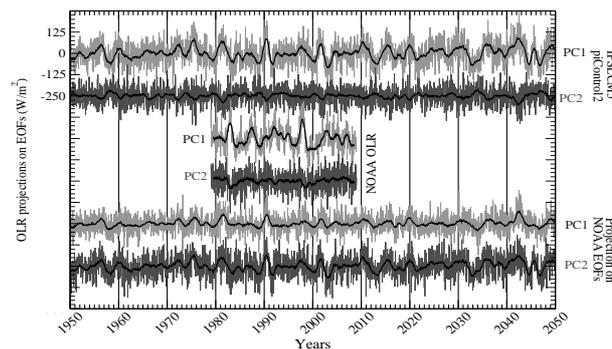


Fig. 4.4 : Temporal evolution of the PCs of the OLR averaged over the Equatorial band. for clarity, each curves are shifted vertically and the PCs from the control run are shown over 100yrs only. To characterize the inter-annual variability, the thick black lines represent the corresponding series after application of the low pass filter that smoothed out the inter-annual variability (see the dashed grey curve in Fig. 4.3a).

The maps in Fig. 4.5a shows the OLR difference maps between positive and negative ENSO phases. These composites are built from unfiltered OLR maps from which the annual cycle has been removed, and the positive and negative ENSO phases are selected from thresholds on the filtered PC1s signals. (see Fig. 4.5 caption for details). The model ENSO is characterised by a negative OLR signal covering the equatorial regions between 140°E and 120°W . It is also characterized by positive OLR anomalies over most of the equatorial Indian ocean. Compared to observations in Figs. 4.5b, the model ENSO is about the right amplitude but is substantially shifted to the west. As noticed in Leloup et al. (2008), this is a quite common defect of coupled models, with the IPSLCM5 model here behaving almost as its previous version Marti et al. (2005).

To extract the intraseasonal oscillations we next apply to the PC1 and PC2 series a band-pass filter with half power points at 25day and 100day respectively. Again this band pass filter is designed by combining two low pass filters of the type used in Lott et al.

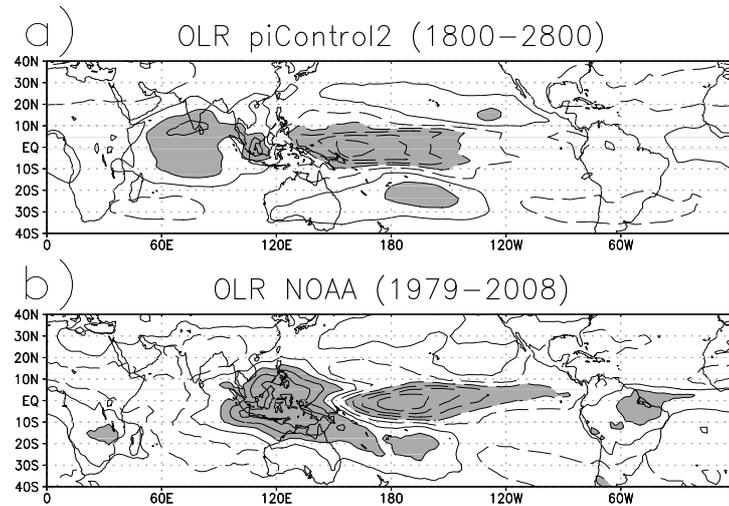


Fig. 4.5 : OLR differences according to positive and negative ENSO phase (a) and (b) are for the difference in mean OLR for picontrol2 and NOAA respectively. $CI=10Wm^{-2}$, values below $-15Wm^{-2}$ and above $5Wm^{-2}$ are lightly dashed. A given date is considered as being in an positive (negative) ENSO phase, when the value of the interannual PC 1 (that is the first and third black solid thick curves in Fig. 4.4) is larger (smaller) than (minus) a given positive (negative) threshold. For both the model and the NOAA datas, the positive and negative thresholds are chosen so that 30% of dates are in positive or in negative ENSO phase (approximately 15% in each).

(2004), its transfer function is displayed in Fig. 4.3b. The filtered PC1 and 2 are then used to construct a vector, and we next evaluate the variability it represents by averaging over time its squared amplitude. Then, when this vector amplitude exceeds 1.1 times its standard deviation during more then 30 days, we consider that the selected period contains a canonical MJO. During this period we attribute each dates to a given phase dividing the filtered PC 1 and PC 2 phase space into 8 sectors (see for instance Fig. 7 in Wheeler et al. (2004)).

The result for the composite from the NOAA dataset are shown on the right column of Fig. 4.6, illustrating that we have captured well the MJO (see for instance Matthews (2000)). For the model in the left column of Fig. 4.6, there is a broad agreement, indicating that the model is able to produce some MJO-type oscillations. However, the composite from the model are built using less than 100 events out of 1000 years, whereas those from the NOAA OLR data are built using 14 events out of 30 years (consistent with the idea that there is one strong canonical Madden-Julian oscillation every 1 or 2 years typically, Goulet and J.-P. Duvel (2000)). Of course these numbers are somehow arbitrary, and change when the various threshold on the amplitude and duration change. We have nevertheless verified that the 1 to 5 ratio between the number of MJOs in the model and in the observation stay almost unchanged. From this analysis, and in agreement with Xavier et al. (2010) we find that the coupled model simulate too few intraseasonal oscillations, but is able to produce some.

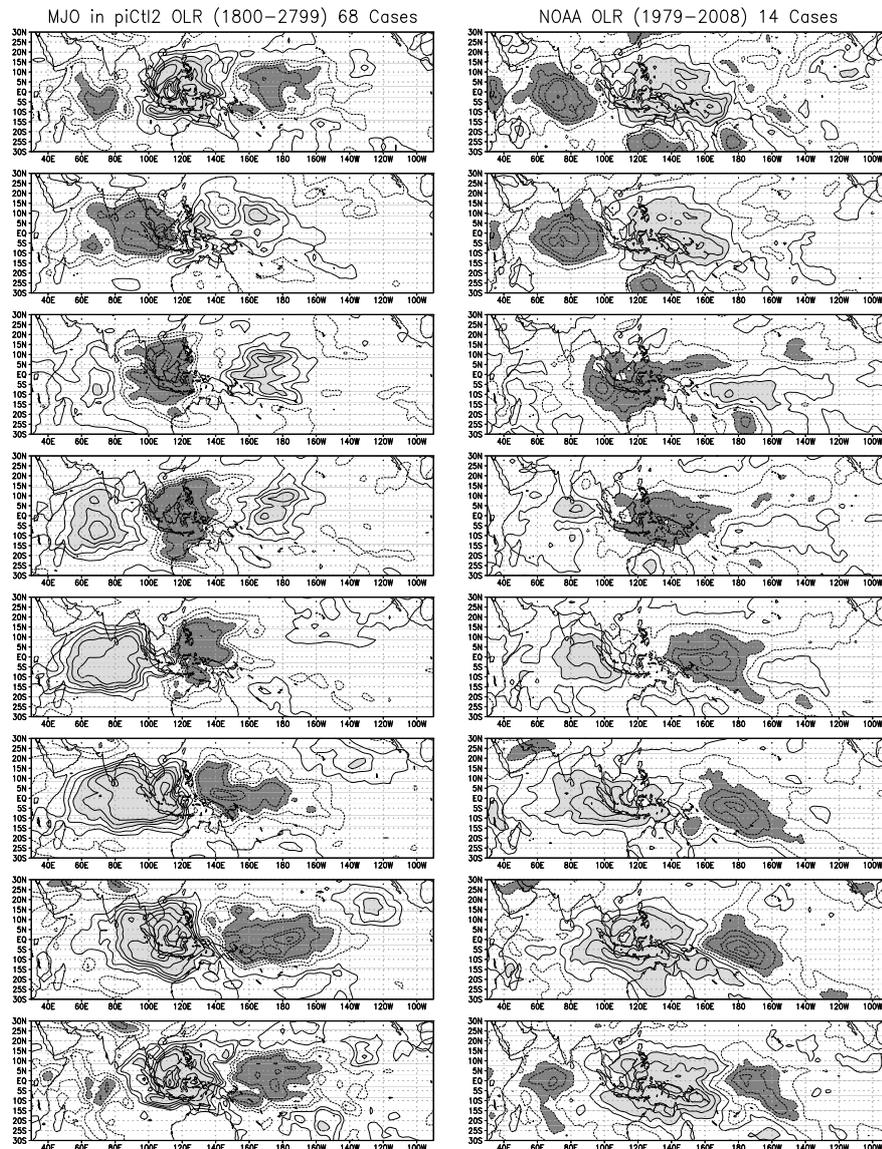


Fig. 4.6 : Composite of OLR according to the 8 different phase of the MJO (from top to bottom) : picontrol2 (left) and NOAA (right). CI : 10W/m^2 , values below -15W/m^2 and above 15W/m^2 are lightly shaded. After filtering the PCs 1 and 2 by the interannual filter shown in Fig. 4.3b, an MJO is selected when the norm of the vector forms with the filtered PCs exceed a given threshold during more than 30days (see text for more details).

4.2.3 Equatorial waves

4.2.3.1 Spectral analysis

To analyse the spectral signature of the equatorial waves and their relations with large-scale convection, we will follow Wheeler and Kiladis (1999)) and Hendon and Wheeler (2008) among others, and make space-time spectra of the tropical signals. We will display the spectra using energy conserving pictures with log-axis and present spectral coheren-

cies between the dynamical fields and the OLR fields. As shown by Hendon and Wheeler (2008)) both the representation of the spectra in these logarithmic axis and the representation of the coherencies permit to characterise the spectral signature of the tropospheric equatorial waves, without requiring to normalize the spectra by red-noise backgrounds. In the following of this subsection, the spectra from the model are evaluated over the first 200yrs of piconrol2 and compared to the spectra from the observations over the period 1979-2008.

OLR Spectra and coherency with 850hPa zonal wind

Figs. 4.7a and 4.8a show the spectra of the OLR averaged over the equatorial band from the model and from the NOAA dataset respectively. On these two figures are also presented the coherency with the zonal wind at 850hPa averaged over the equatorial band. The y-axis for the frequency is in log-scale so the figure presents the frequency times the spectra to be energy conserving. In the westward direction, the OLR spectrum has enhanced power along the dispersion curve of the equatorial Rossby waves in the model as in the observations. The coherency with the zonal wind at 850hPa is also quite significant in the model although slightly smaller than in the observations, indicating that the model simulate the Rossby CCEWS.

In the eastward direction, the OLR spectra from the model has a relative maximum around $s = 3$ for periods above 16 days, well below the dispersion curve of Kelvin waves (Fig. 4.7). The signature of the Kelvin waves on the OLR that is clearly apparent in the observations in Fig. 4.8a is almost absent from the model. Some coupling between Kelvin waves and OLR appear nevertheless on the coherency with the zonal wind at 850hPa (dashed contours). Again, the signal is much less pronounced than in observations where the relative maximum in coherency matches the maximum in spectral amplitude for OLR. In the model also, the enhanced coherency is limited to the highest wavenumbers $s=1-4$ instead of extending up to the wavenumber $s=10$.

Still in the eastward direction and close to $s = 1$, model and observations also has enhanced power for periods around 33day to 100day ($0.01 < \omega < 0.3 - 0.4$) corresponding to the MJO. Again the spectral amplitude and coherencies are smaller in the model, consistent with our results about the MJO in Section 2.

Zonal wind spectra and coherency with OLR

The spectra for the zonal winds in Figs. 4.7b,c 4.8b,c are displayed with both axis using a log-scale so the figures present the frequency times the wavenumber times the spectra to be again energy conserving. This display is well adapted to detect stratospheric waves in the equatorial regions : each maxima identified when one uses this display being associated without ambiguity with large-scale equatorially trapped waves or with Rossby Haurwitz

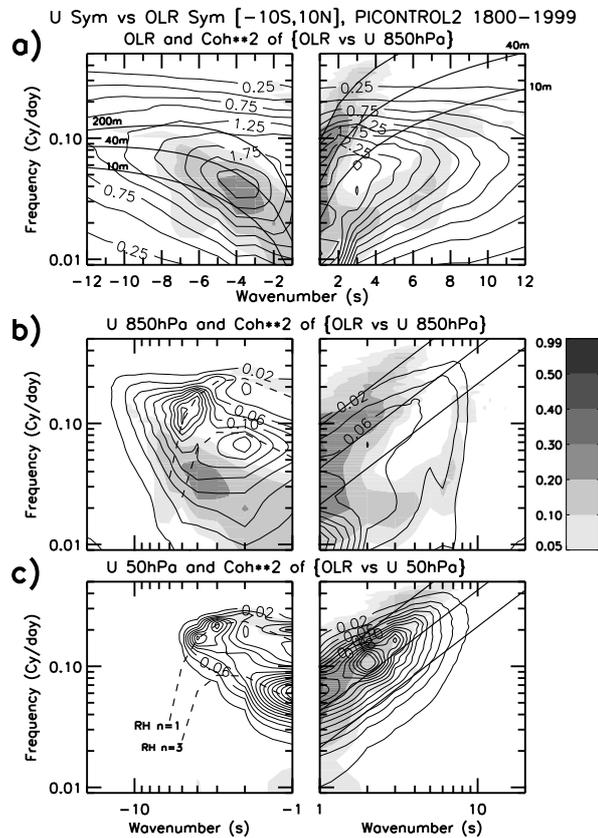


Fig. 4.7 : Spectral analysis of OLR and zonal winds averaged over the equatorial band, picontr02 simulation for the period 1800-2000. The spectra are built from the double Fourier transform of each field averaged over the Equatorial band and for each year. From this are built periodograms and cross periodograms which are averaged over the 200years of the datasets. The resulting estimate of the spectra and cross-spectra are further reduced by applying 30 times a 1-2-1 average in the time domain. From the impulse response to this filter we can estimate that it smoothes over around 15 points, yielding a spectral resolution of around 4.10^{-2} cy/d and increasing the number of doF to 3000 : for this value the 10, 5, and 1% level for the coherencies are at around 0.007, 0.013, and 0.06. The dispersion curves shown in solid are for the Kelvin and Rossby ($n=1$) waves, with equivalent depth $h = 10, 40, 200$ m. The dispersion curves are for the Rossby-Haurwitz waves with $n=1$, and 3, doppler shifted by a zonal wind $u = 15$ m/s.

waves (Lott et al. 2009, Lott et al. (2009)).

In the model, and in the westward direction, the spectra for the zonal wind at 850hPa in Fig. 4.7b resembles quite well that from NCEP in Fig. 4.8b. Although the coherency with OLR falls between the curves of the Rossby waves (see discussion before), it is noticeable that it is not this Rossby wave signal that dominates the spectra of the wind in the westward direction. The dominant periods and wavenumber are those of the Rossby-Haurwitz planetary waves (dashed lines). We attribute the relatively good performance of the model to represent this spectral signal, to the fact that our model represents well the midlatitudes

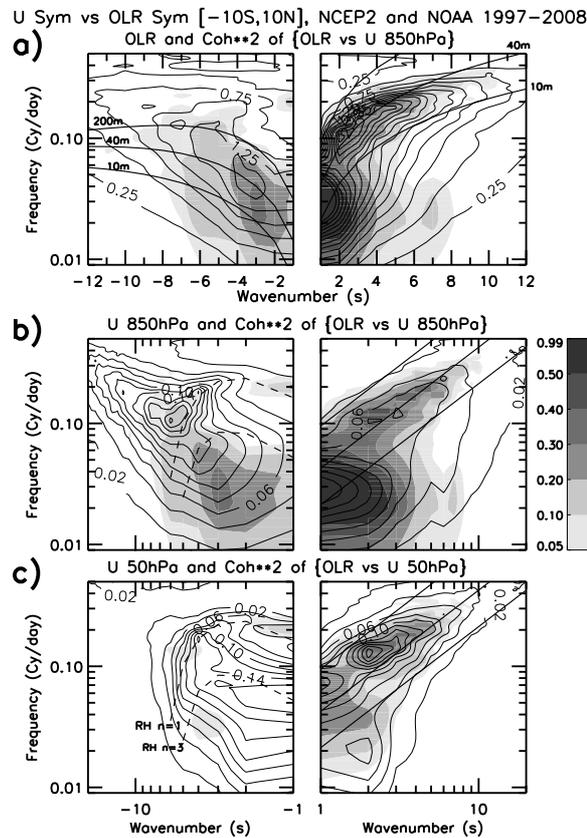


Fig. 4.8 : Same as Fig. 4.7 but from the NCEP and NOAA datas over the period 1979-2008. The number of doF is now around 450 for this value the 10, 5, and 1% level for the coherencies are at around 0.05, 0.1 and 0.3, respectively.

low-frequency variability (see Lott et al. (2005)). Interestingly, the fact that the Rossby Haurwitz waves do not appear in the OLR spectra in Figs.4.7a and 4.8a, certainly follows that they are almost barotropic and correspond to very weak vertical velocities.

In the eastward direction, the zonal wind spectra in Fig. 4.7b is characterized by a relative maximum near between the dispersion curves of the Kelvin waves and that is strongly reminiscent with that in the observations in Fig. 4.7b. In the model nevertheless, this maxima does not coincide with an extrema in the coherency with OLR, as it does almost exactly in the observations. Although there seems to be tropospheric Kelvin waves in the model, their convectively coupled nature does not seem to be well captured.

Higher up at 50hPa, the signal in the model is clearly dominated by the Rossby Haurwitz waves in the westward direction (Fig. 4.7c), as is also quite true for the NCEP data in Fig. 4.8c. This is consistent with the analysis in Lott et al. (2009) where the $s=1$ $n=1$, and 3 waves at periods around 5 and 16 days respectively were shown to affect substantially the

tropics at this altitude.

Still at 50hPa, but in the eastward direction, the MJO signature on the wind has almost entirely disappeared in the model (Fig. 4.7c), whereas in the observations in Fig. 4.8c it is quite significant, in agreement with the observational results in Weare (2010). For both the model and observations nevertheless, the spectra are largely dominated by Kelvin waves, those having periods slightly shorter than at 850hPa. The Kelvin waves in the stratosphere are also related to convection, as indicate the significant values for the coherencies. In the model again, this relation is weaker than in the observations.

4.2.3.2 Kelvin waves composites

The fact that the observed Kelvin waves in the stratosphere appear quite close to the periods of the CCEWs suggests that a good simulation of the latter is a pre-requisite to have realistic stratospheric Kelvin waves. However, our model also produces realistic Kelvin waves in the stratosphere whereas it underestimates their convectively coupled nature in the troposphere, somehow contradicting what can be inferred from observations.

To clarify these points we next proceed as in Lott et al. (2009) and make a composite analysis. To extract the waves we apply to all fields a time-space band-pass filter which transfer function is applied as a multiplication in the Fourier space. The transfer function we chose is very broad since it keeps almost all the periods between 2.5 day and 50 day for eastward wavenumbers between $s=1$ and $s=6$. Its transfer function in Fig. 4.9 largely includes the spectral domains of both the tropospheric and the stratospheric Kelvin waves.

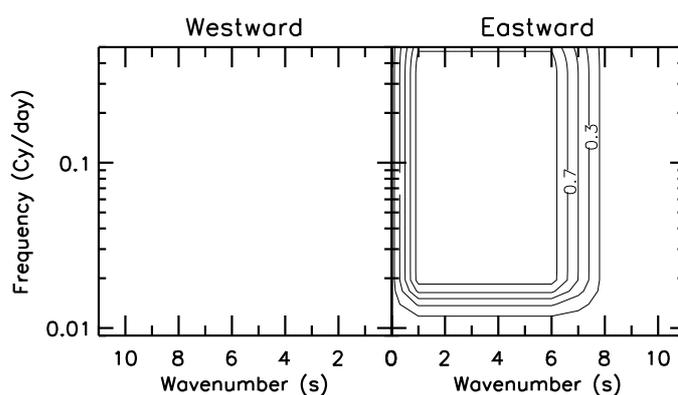


Fig. 4.9 : Fourier transform of the transfer function of the filter used to extract the Kelvin waves in the analysis and observational datas (NCEP and NOAA OLR), and in the ipslcm5 model.

To diagnose when a Kelvin wave is present at 50hPa, we then define an index which, at a given time, is the maximum value when the longitude varies of the filtered zonal wind averaged between 10°S and 10°N . We consider the zonal wind because the Kelvin waves

are characterized by a strong signal on its equatorial average (Figs. 4.8c and 4.7c). Then the composites are built from dates selected when the index presents a maximum that exceeds a given threshold (see Lott et al. (2009)). The selected threshold is chosen so that no more than one event every two years is selected.

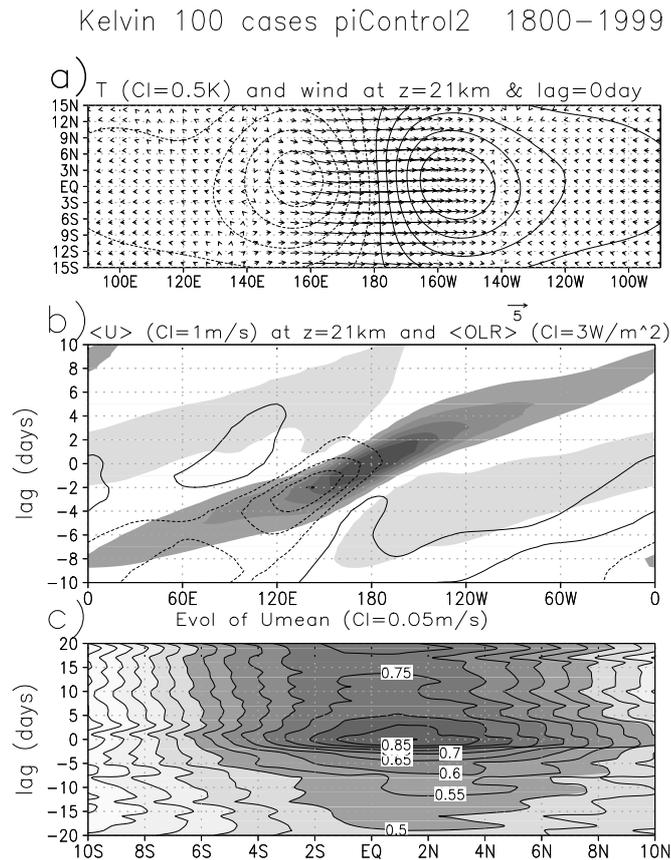


Fig. 4.10 : Composite of the stratospheric Kelvin waves from picontrol2 and for the period 1800-2000, see text for details and subfigure titles for intervals. a) Temperature and wind at 0d-lag; b) Hovmoller plot of the OLR (line with negative values dashed) and of the zonal wind (light grey for negative values, strong grey for positive, values between $\pm 0.5\text{m/s}$ are white); both OLR and wind are averaged over the equatorial band ($10^{\circ}\text{S}-10^{\circ}\text{N}$); c) Latitude versus time plot of the unfiltered zonal mean zonal wind, the contour interval for the shading is 0.1m/s .

The maps for the composite wind and temperature in Fig. 4.10a shows that our technique well captures the structure of the stratospheric Kelvin waves described in Lott et al. (2009), with wind anomalies at zero lag that are zonal and that are in quadrature with the temperature anomalies. When compared with the Kelvin waves packets in Fig. 4 from Lott et al. (2009) nevertheless, the structure on temperature also shows a substantial planetary wave $s=1$ signature. This follows that the filter we have chosen is very broad (see Fig. 4.9) so the composite techniques combine the Kelvin wave packets and the planetary scale $s=1$ Kelvin waves in a same signal. The wind composite in the model also resembles the wind composite from NCEP in Fig. 4.11a, and the temperature composite in the model is more

pronounced. Also, the planetary scale $s=1$ contributes less to the temperature structure in the model than in NCEP. On top of being realistic on the amplitudes and shapes for the horizontal wind and Temperature, Fig. 4.10b shows that the temporal evolution of the Kelvin wave in the model stratosphere (illustrated by the evolution of the zonal wind at the Equator) is also realistic in duration and horizontal phase speed (a direct visual inspection gives $C \approx 20\text{m/s}$ in both).

Kelvin 15 cases NCEP2 and NOAA 1979–2008

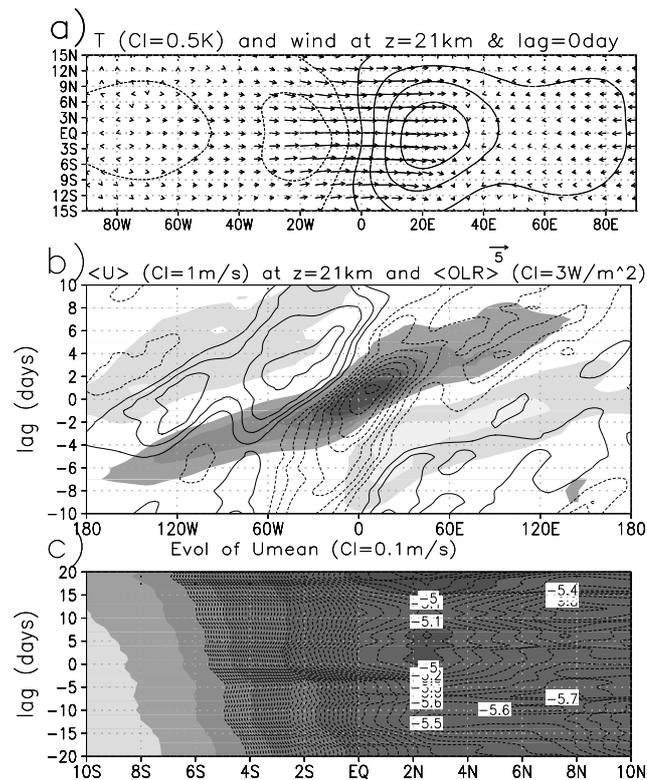


Fig. 4.11 : Same as Fig. 4.10 but from the NCEP dataset and the NOAA OLR for the period 1979-2008. In c) the contour interval for the shading is 2m/s .

As expected from the coherencies in Fig. 4.7c the Fig. 4.10b also shows that in the model, there is a substantial signal on OLR related to the Kelvin wave. The signal in OLR precedes that on the wind and both evolve on a comparable time scale. These two results tell that the convective signal is quite a direct forcing of the Kelvin waves in the model. Obviously this forcing is not the only one, as already indicated by the rather weak coherencies in Fig. 4.7c. When compared to the composites from the observations in Fig. 4.11b, the model signal on OLR is weaker, telling that the convective forcing of the stratospheric waves is less important in the model than in the observations.

It is also remarkable that in the model in Fig. 4.10b, the OLR signal evolves on a faster scale than in the observations in Fig. 4.11b. Also in the model, the OLR signal well precedes that on the wind whereas in the observations it accompanies it (the observed OLR

signal is even more pronounced after the time when the wind signal is the largest). Our interpretation of these results is that in the real world, the stratospheric waves occur predominantly during the life cycle of the tropospheric Kelvin CCEWS, as if the CCEWS were radiating waves toward the stratosphere. In the model on the other hand, where there are less CCEWS, this intimate relation between the CCEWS in the troposphere and the freely propagating ones in the stratosphere seems absent. In the model, the stratospheric wave response seems more like a dynamically filtered response to an unorganised forcing (this could explain the time lag between the stratospheric signal and the tropospheric ones). This interpretation, where the model lacks of an organized tropospheric forcing and replaces it in part by an unorganized one, would be more convincing if the Kelvin waves in the model stratosphere were less pronounced, which is not obvious when we look at direct fields like the temperature or the wind. As we shall see in the following, such an underestimation by the model appears more clearly when we look at the action of the waves on the mean flow.

4.2.3.3 Wave-mean flow interaction and relation with the ENSO

Mean flow composites

To illustrate the action of the waves on the mean flow, Fig. 4.10c shows composites of the zonal mean zonal wind during the life cycle of the waves. In it we see that the zonal wind increases by around 0.35m/s between the lags $l=-20$ day and $l=0$ day and decreases after. The accelerating phase between $l=-20$ day and $l=0$ day is consistent with the fact that an upward propagating wave with positive phase velocity increases the mean zonal wind when its amplitude grows at a given altitude (see for instance Grimshaw (1975)). During the decaying phase of the wave the zonal wind decays, again consistent with theory, but only return to its initial value if the waves is not dissipated. Here we see that the zonal mean zonal wind indeed decreases after the passage of the wave but return to a value which is around 0.25m/s above its initial value : the Kelvin waves are partly dissipated. Note also that the 0.2m/s changes that occur in around 5-10 days is quite small compared to the 0.1m/s/day wave induced tendencies needed to drive the QBO variation in GCMs (see for instance Giorgetta et al. (2006) and Kawatani et al. (2010)). It is also quite small compared with the tendency due to the $s=1-6$ Kelvin waves and that was derived from satellite observations by Ern et al. (2008).

The same analysis done on the reanalysis field in Fig. 4.11c reveals two things. The first one is that the zonal mean zonal wind is predominantly negative, which naturally follows that Kelvin waves propagate more easily during easterly phases of the QBO (our composite technique select almost automatically the eastward phases of the QBO when it detects large Kelvin waves, see also Yang et al. (2011)). The second one is that the zonal mean wind slightly increases in the equatorial band, eventually consistent with the fact that Kelvin waves accelerate the zonal mean wind. Nevertheless, in the case of the reanalysis, it

is impossible to attribute the zonal mean wind variations to the passage of the waves, since during westerly QBO phases the wind naturally evolves toward the easterly phase and this is not only due to the large scale Kelvin waves we extract from our composite. To be able to extract the action of the wave on the mean flow in the model, via the composite analysis, we clearly take advantage of the fact that our model does not simulate the QBO.

As the composite technique can not be used to compare the Kelvin waves acceleration between the model and the observations, the small acceleration detected in the model and compared to those documented elsewhere (Giorgetta et al. (2006) ; Ern and Preuse (2009)), are our evidence that in the model the Kelvin waves are underestimated. The fact that the model Kelvin waves seem realistic on other fields, like the wind and temperature, follows that in the model the intrinsic frequency is smaller than in the observation (where the background wind is negative in the composite see Fig. 4.11c) : for a same wave energy (roughly the amplitude as measured by winds and temperature) the vertical flux of action is larger for waves with larger intrinsic frequency : according to gravity waves theory this flux varies like the intrinsic frequency times the wave energy. Finally, we should recall here that such analysis should be extended to other waves, like the faster Kelvin waves, the Rossby gravity waves, and the inertio-gravity waves, and which also contribute to the QBO forcing.

ENSO and Kelvin waves

The fact that the Kelvin waves influence the zonal mean zonal flow, plus the fact that they are partly driven by the convection suggests that the intraseasonal variations in convection related to the model ENSO for instance, can affect the stratospheric Kelvin waves amplitude. This issue is potentially significant since there is a growing number of evidences that the ENSO and the QBO oscillations are somehow related.

To address this issue we have conducted the above analyses of Kelvin waves distinguishing between the ENSO+ years from the ENSO- years that have been used to build Fig. 4.5. The spectra for OLR show significant differences at many periods and wavenumbers, and particularly at those corresponding to the stratospheric Kelvin waves (not shown). As a consequence, the spectra for the zonal wind in the stratosphere are also significantly different with more Kelvin waves during ENSO+ years (Fig. 4.12). This result is confirmed when we build composite of Kelvin waves : for the same number of years in each ENSO phase and for the same threshold to detect Kelvin waves, we have more dates that enter in the composites during the positive ENSO phases than during the negative ones.

4.2.4 Discussion

In this paper the tropospheric equatorial variability of the pre-industrial 1000-yrs long simulation done with the IPSLCM5 model has been analysed and compared with observa-

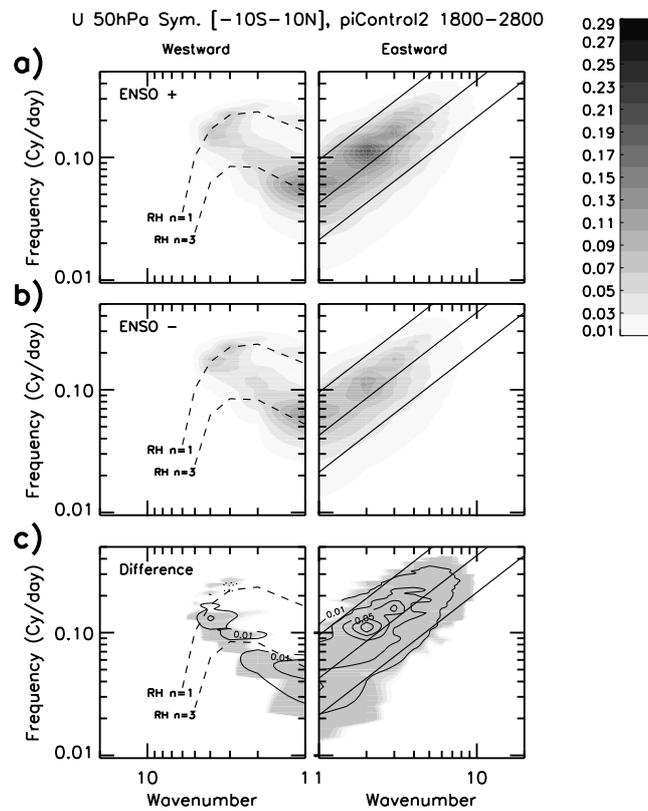


Fig. 4.12 : Spectra of the zonal wind at 50hPa in picontrol2 during model positive ENSO years (a), negative ENSO years (b) and differences (c). The differences in (c) are in solid and the confidence levels are shaded : the 5% and 1% confidence level are almost exactly superposed, they are derived assuming a normal distribution around the mean for each spectral peaks.

tions and re-analysis data covering the last 30-years. The use of datasets with such different length is necessary because in the model, some modes of variability like the intraseasonal oscillation in Section 2 are underestimated. An analysis of a shorter sample would have lead us to conclude that those modes are always absent, which is not quite true. The length of the model dataset was also used to analyse the inter-relation between some of these modes of variability, like the ENSO and the equatorial Kelvin waves, a task that is almost impossible to do with present days datasets because the different intra-seasonal oscillations that affect the tropics are very slow and have close periods. Finally, the use of long datasets also permit to quantify better second order processes that are nevertheless essential, like the wave-mean flow interactions that accompany the life cycle of an equatorial wave packets through the stratosphere (Section 3.3).

Our analysis of the inter-annual variability in Section 2 shows that the model has an

ENSO-like oscillation, of about the right amplitude and time-scales. Nevertheless, the model ENSO is much too confined to the western Pacific. This defect is a known defect of some coupled models (for the CMIP3 models see Leloup et al. (2008)). At the intra-seasonal time scales, the model also has problems in representing the MJO variability : only one typical event occurs in the model every 10-20 years typically, instead every 1-2 years in reality. This is consistent with Xavier et al. 2010, who have shown that this is a characteristic error of the models where the convection parameterization scheme is little based on the large scale moisture convergence.

Still in the troposphere and at shorter periods, the model simulates tropospheric Rossby and Kelvin CCEWs. In the model nevertheless, the "convectively coupled" nature of the Kelvin waves is in part lost : there is almost no Kelvin waves signature on the OLR spectra (left panels in Figs. 4.7a-4.8a), and the coherency between the OLR and the tropospheric zonal wind is weaker than in observations. This tropospheric Kelvin waves signal is essentially apparent on the zonal wind Spectra at 850hPa (right panel in Fig. 4.7b). This result is again quite consistent with the Straub et al. (2010)'s analysis of the CMIP3 database.

In the stratosphere, the IPSLCM5 model has about the right amount of Kelvin waves if we look at the 50hPa zonal wind spectra (Figs. 4.7c-4.8c), and this signal on the wind is also coherent with the OLR signal. Although this is consistent with the fact that convection in good part forces the stratospheric waves, the coherency is smaller than in the observations.

More qualitatively, the composite analyses in Section 3.2 shows that the relation between convection and the stratospheric waves is quite different between the observations and the model. In the observations, the composites of the OLR and of the zonal wind in the stratosphere are almost simultaneous (Fig. 4.11). The convective signal evolves over a substantially slower time scale (e.g., more the time scale of the CCEWs), and is also delayed compared to the stratospheric wind signal. As it is very unlikely that the stratospheric Kelvin waves have an effect on the convection below, we attribute this last behaviour, and also the slower time scale of convection, to the fact that in reality the stratospheric Kelvin waves often accompany the development of the Kelvin CCEWs. In this case, the stratospheric signal associated with the CCEWs is faster than the tropospheric ones, which follows that the slowest waves belonging to CCEWs spectrum have shorter vertical wavelengths and are therefore more easily dissipated. In the model the development of the stratospheric Kelvin waves is following the tropospheric signal on OLR, consistent with the fact that convection in part forces the waves. It seems that in the model, the stratospheric waves signal that is due to convection, simply results from a dynamical filtering of all the waves excited by an almost disorganized convective signal. As the Kelvin wave signal on wind and Temperature has about the right amplitude, these result suggests that a good representation of the convectively coupled waves is not necessarily a pre-requisite to have about the right amount of stratospheric Kelvin waves in models.

The fact that the nature of the dominant relation between the convection and the stra-

stratospheric waves are quite different between the model and the observations, does not mean that the two behaviours are exclusive one from the other. Our composite analysis just tells that one behaviour dominates in the model whereas the other dominates in the observation. In the future, it could be interesting to analyse which dominates in the other models with stratosphere participating to CMIP5, and to extend this analysis to the other equatorial waves that penetrate into the stratosphere, like the Rossby-gravity waves. For the latter, it would be very instructive to consider the models that simulate a QBO, since the waves with negative phase speed penetrates better in the stratosphere when the zonal wind is positive.

On top of clarifying the relation between the stratospheric waves and the convection below, the composite analysis also permits to illustrate well the wave mean flow interaction which is at the basis of the QBO dynamics. In Fig. 4.10c we see that during the passage of a Kelvin wave packet the zonal mean zonal wind increases in the equatorial region before decreasing again. This behaviour is characteristic of the wave mean flow interaction occurring during the passage of a wave packet with positive phase speed. Note that the composite zonal wind does not return to its initial value after the passage of the wave, indicating that the Kelvin waves are partly dissipated in the model lower stratosphere. Note also that the accelerations seen in Fig. 4.10c are well below those needed to produce a tendency comparable to the QBO tendency. This is probably our better evidence here that the model does not simulate enough Kelvin waves, and may be that the weakness of the convective signal associated with the tropospheric Kelvin waves is causing this deficit.

Finally, our comprehensive analysis of the tropical variability, from the very slow-scales of ENSO to the synoptic scales of the equatorial waves, permit to analyse the relations between the two. As the equatorial waves force the QBO this can help clarifying the significance of the relations between the ENSO and the QBO oscillations suggested by various authors. As a first step in this direction, we have found that the ENSO signal has a substantial influence on the stratospheric Equatorial Kelvin wave signal (Fig. 4.12). Again this issue will need to be extended to models that simulate both a QBO and an ENSO, and to other type of waves.

Nouvelle version du modèle LMDz

Ce chapitre est un complément détaillé de l'article placé en Annexe au chapitre : *A stochastic parameterization of non-orographic gravity waves : Formalism an impact on the equatorial stratosphere*

Lott F., L. Guez and P. Maury (2012)

Geophysical Research Letters, doi : 10.1029/2012GL051001

Les chapitres 3 et 4 nous ont montré que le modèle LMDz est capable de simuler des ondes équatoriales explicitement et avec un assez bon réalisme. Il semble cependant que dans le modèle ces ondes ont des amplitudes sensiblement inférieures aux observations ce qui est probablement lié à l'incapacité du modèle à simuler des ondes couplées à la convection dans la troposphère équatoriale. Comme nous savons par ailleurs que les ondes de gravité jouent un rôle aussi important que les ondes équatoriales dans la dynamique de la QBO (Dunkerton, 1997), il est naturel de nous intéresser à présent à la paramétrisation de ces ondes dans le modèle. Il est aussi important de noter que le modèle LMDz avec stratosphère a certainement une résolution verticale insuffisante pour simuler correctement la QBO. En effet, non seulement la QBO produit des variations importantes du vent zonal moyen sur seulement quelques kilomètres dans la direction verticale, mais les ondes d'échelle planétaire nécessaires au maintien de ces vents ont une longueur d'onde verticale proche du kilomètre.

Dans ce chapitre, nous décrivons donc certains aspects de la théorie des ondes de gravité en nous focalisant autour de la paramétrisation stochastique introduite et validée dans Lott et al. (2012). Par rapport à l'article mis en annexe, nous détaillons plus précisément le formalisme mathématique de la paramétrisation (section 5.1.2), ainsi que son implémentation dans le modèle LMDz (section 5.2.2) et surtout son impact. Dans la section 5.3.2 nous étudions l'impact de la paramétrisation sur les ondes équatoriales et nous illustrons aussi son intérêt en terme de production de bruit de point de grille par rapport au schéma d'Eckermann (2011). Comme nous avons ajouté la paramétrisation à celle de Hines (1997a & b), il convenait de vérifier que cet ajout ne détériore pas la climatologie du modèle aux moyennes et hautes latitudes. Cette climatologie, présentée dans la section 5.4, complète aussi l'article mis en annexe Lott et al. (2012).

5.1 Paramétrisation stochastique des ondes de gravité non-orographique

5.1.1 Contexte scientifique

Il est actuellement reconnu que les modèles de circulation générale ainsi que les modèles numériques de prévision climatique nécessitent des paramétrisations stochastiques des processus physiques qui interviennent à l'échelle sous-maille (Palmer et al., 2005). Une raison souvent évoquée est que l'ensemble des simulations réalisées sans ces paramétrisations stochastiques ne présente pas assez de dispersion. Une raison plus physique est que ces schémas stochastiques permettent de mieux représenter le caractère aléatoire des processus qui nécessitent d'être paramétrisés. En ce qui concerne le problème plus spécifique des ondes de gravité, la campagne VORCORE (Hertzog et al., 2007) a récemment permis de montrer que les ondes de gravité observées *in situ* dans la basse stratosphère sont très intermittentes (Hertzog et al. (2008) et Hertzog et al. (2012)). Ce résultat justifie l'introduction d'effets stochastiques dans la paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques.

C'est en partie pour ces raisons que Piani et al. (2004) ont ajouté des effets stochastiques dans le schéma de paramétrisation de Hines (1997a & 1997b), qui est un schéma de paramétrisation spectral dans le sens où il traite le spectre des ondes dans son ensemble. Cette modification semble améliorer la représentation de la QBO dans le modèle. De même, Eckermann (2011) a introduit des effets stochastiques dans le schéma d'ondes de gravité du WACCM¹ (Garcia et al., 2007), qui est un schéma superposant des ondes monochromatiques traitées indépendamment les unes des autres. La méthode d'Eckermann (2011) considère une seule onde à chaque pas de temps du modèle en choisissant aléatoirement son amplitude et ses caractéristiques spectrales. Il montre qu'un très grand nombre d'ondes peuvent être traitées à un coût raisonnable, rendant peut-être caduques les paramétrisations

¹Whole Atmosphere Community Climate Model

spectrales. Cependant, cette paramétrisation présente un défaut conceptuel en ne considérant qu'une seule onde à chaque pas de temps physique du modèle. En effet, ce pas de temps est souvent plus petit que la période de l'onde de gravité considérée et certainement bien plus petit que le cycle de vie d'un paquet d'ondes de gravité. Aussi, l'émission d'une onde à chaque pas de temps du modèle injecte de l'énergie au niveau de la tronquature temporelle du modèle, créant du bruit numérique.

C'est pourquoi nous proposons un nouveau formalisme qui généralise celui d'Eckermann (2011) et permet de traiter un grand nombre d'ondes à chaque pas de temps et à chaque point de grille, et cela pour un coût numérique relativement faible. Nous verrons que ce nouveau schéma permet non seulement de générer une QBO, mais aussi d'améliorer la représentation des ondes équatoriales résolues par le modèle.

5.1.2 Formalisme général

La paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques que nous avons implémentée, est basée sur les équations du chapitre 2, ré-écrites sur le plan tangent à la sphère et en négligeant la force de Coriolis :

$$\left(\partial_t + \vec{u} \cdot \vec{\nabla}\right) \vec{u}_H = -\vec{\nabla}_H \Phi + \vec{F} \quad (5.1a)$$

$$\partial_z \Phi = \frac{RT}{H} \quad (5.1b)$$

$$\rho_0 (\partial_x u + \partial_y v) + \partial_z (\rho_0 w) = 0 \quad (5.1c)$$

$$\left(\partial_t + \vec{u} \cdot \vec{\nabla}\right) \partial_z \Phi + \frac{\kappa \partial_z \Phi}{H} w = J \quad (5.1d)$$

Les termes de forçage non conservatif sont notés sous la forme vectorielle $\vec{F} = (X, Y)$ si nous reprenons les équations (2.1a) et (2.1b). Pour évaluer les ondes, nous linéarisons les équations (5.1) autour d'un état moyen dont les composantes de la vitesse sont notées $U(z)$ et $V(z)$, et dont la structure thermodynamique est donnée par $\Phi_0(z)$. Nous obtenons

$$\left(\partial_t + \vec{U} \cdot \vec{\nabla}_H\right) \vec{u}'_H + w' \partial_z \vec{U} = -\vec{\nabla}_H \Phi' + \vec{F}' \quad \text{et} \quad (5.2a)$$

$$\left(\partial_t + \vec{U} \cdot \vec{\nabla}_H\right) \partial_z \Phi' + N^2 w' = J' \quad \text{avec} \quad N^2 = \Phi_{0zz} + \frac{\kappa}{H} \Phi_{0z} \quad . \quad (5.2b)$$

Les équations (5.1c) et (5.1d) restent inchangées, excepté les champs u, v, w, Φ et T qui sont remplacés par les perturbations u', v', w', Φ' et T' . Les solutions d'un tel système peuvent être écrites sous la forme d'une triple intégrale de Fourier dans l'espace et le temps,

$$\{\vec{u}', \Phi'\}(\vec{x}, t, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} (\vec{u}, \Phi)(\vec{k}, \omega, z) e^{i(\vec{k}\cdot\vec{x} - \omega t)} dk dl d\omega \quad . \quad (5.3)$$

Ces solutions sont ensuite injectées dans le système linéarisé (5.2), ce qui donne :

$$-i\Omega\vec{u}_H + \vec{U}_z\hat{w} = -i\vec{k}\hat{\Phi} + \vec{F} \quad , \quad (5.4a)$$

$$-i\Omega\left(\hat{\Phi}_z + \frac{\hat{\Phi}}{2H}\right) + N^2\hat{w} = \hat{J} \quad , \quad (5.4b)$$

$$i\vec{k}\cdot\vec{u}_H + \hat{w}_z + \frac{\hat{w}}{2H} = 0 \quad . \quad (5.4c)$$

Dans ce système d'équations, Ω est la fréquence intrinsèque de l'onde, $\Omega = \omega - \vec{k}\cdot\vec{U}$. Dans l'hypothèse où la dissipation \vec{F} et le forçage J sont nuls, les équations (5.4) permettent d'écrire une équation pour l'amplitude de la vitesse verticale \hat{w} :

$$\hat{w}_{zz} + Q(z)\hat{w} = 0 \quad , \quad (5.5)$$

avec le terme $Q(z)$ qui s'écrit sous la forme :

$$Q(z) = \left(\frac{\|\vec{k}\|^2 N^2}{\Omega^2} + \frac{\vec{k}(\vec{U}_{zz} + \vec{U}_z/H)}{\Omega} - \frac{1}{4H^2} \right) \quad . \quad (5.6)$$

L'équation d'onde (5.5) est similaire à l'équation 1 obtenue par Lindzen (1981). Dans l'hypothèse du milieu dit « lentement variable ² », cette équation est généralement résolue en utilisant l'approximation WKB (Wentzel-Kramer-Brillouin),

$$\hat{w}(z) = w_1 Q^{-\frac{1}{4}}(z) e^{i \int_{z_0}^z m_1(z') dz'} + w_2 Q^{-\frac{1}{4}}(z) e^{i \int_{z_0}^z m_2(z') dz'} \quad . \quad (5.7)$$

Dans l'équation (5.7), les termes $m_1(z)$ et $m_2(z)$ représentent les nombres d'ondes verticaux locaux. Ils sont solutions de l'équation $m_1(z) = -m_2(z) = \sqrt{Q(z)}$. Seule la solution correspondant à une propagation verticale vers le haut de la perturbation n'a de sens physique dans notre contexte. La vitesse de groupe verticale c_g^z de la perturbation doit donc être

²Le milieu environnant évolue beaucoup plus lentement dans l'espace et dans le temps que ne le fait la phase de l'onde.

positive, soit

$$c_g^z = \frac{\partial \Omega}{\partial m_i} \approx -\frac{\Omega}{m_i} > 0 \quad \text{où } i = 1, 2 \quad . \quad (5.8)$$

Il faut donc garder les solutions ayant le signe opposé à celui de Ω . Si l'on considère que, dans l'approximation de Boussinesq, le deuxième et le troisième terme de l'équation (5.6) sont négligeables (Plumb (1977), Lindzen (1981)), $\sqrt{Q(z)}$ peut alors se ré-écrire comme

$$\sqrt{Q(z)} \approx \frac{\|\vec{k}\|N}{|\Omega|} \quad , \quad (5.9)$$

et la condition sur le signe de la vitesse de groupe verticale équivaut à garder la solution avec

$$m_i = -\text{sign}(\Omega) \sqrt{Q(z)} = -m \quad \text{où } m = \frac{\|\vec{k}\|N}{\Omega} \quad . \quad (5.10)$$

La solution \hat{w} prend alors la forme :

$$\hat{w}(z) = \hat{w}(z_0) \sqrt{\frac{m(z_0)}{m(z)}} e^{-i \int_{z_0}^z m(z') dz'} \quad . \quad (5.11)$$

Il est notable que l'équation (5.11) devient mal posée lorsque $m(z)$ change de signe par rapport à sa valeur en z_0 , $m(z_0)$. D'après l'équation (5.10) cela se produit si Ω change de signe d'après l'équation (5.10), ce qui signifie que l'onde est passée au travers d'un niveau critique. A cette altitude, et au-dessus, nous pouvons considérer que l'onde est entièrement absorbée et prendre $\hat{w} = 0$.

La tendance des vents induite par les ondes

Pour évaluer l'effet des ondes sur l'écoulement moyen \vec{u} , nous effectuons la moyenne zonale du système (5.1), et nous obtenons une équation pour la tendance,

$$\partial_t \vec{u} = -\partial_z (\rho_0 \overline{u'w'}) \equiv \frac{1}{\rho_0} \partial_z \vec{F}^z \quad . \quad (5.12)$$

Le terme \vec{F}^z correspond à la composante verticale du flux d'Eliassen-Palm (1961), qui correspond au flux vertical de quantité de mouvement transportée par la perturbation. La composante verticale du flux d'Eliassen-Palm peut se ré-écrire comme

$$\vec{F}^z(k, l, \omega, z) = \text{Re} \left\{ \rho_0 \frac{\vec{u} \hat{w}^*}{2} \right\} \quad , \quad (5.13)$$

où "*" est le complexe conjugué. En combinant les relations de polarisation (éqs. (5.4)) entre \vec{u} et \hat{w} ainsi que la solution WKB de l'équation (5.11), nous déduisons une expression de la

composante verticale du flux d'Eliassen-Palm,

$$\vec{F}^z(k, l, \omega) = \rho_0 \frac{\vec{k}}{2\|\vec{k}\|^2} m(z) \|\hat{w}(z)\|^2 = -\frac{\rho_0}{2} \frac{\vec{k}N}{\Omega\|\vec{k}\|} \|\hat{w}(z)\|^2 . \quad (5.14)$$

A ce stade il est intéressant de noter que \vec{F}^z est dans la direction de $-\vec{C}_\varphi$, la vitesse de phase intrinsèque où $\vec{C}_\varphi = \frac{\vec{k}\Omega}{2\|\vec{k}\|^2}$. Donc $\partial_z F^z$ sera dans la direction de \vec{C}_φ lorsque l'amplitude de \vec{F} diminuera, c'est à dire en cas de dissipation/déferlement. Ainsi, dans le cas d'une onde qui se propage vers l'Est, le terme $\partial_z \vec{F}^z$ est nécessairement positif, ce qui signifie que l'onde accélère l'écoulement moyen. A l'opposé, une onde qui se propage vers l'Ouest freine l'écoulement lorsqu'elle déferle. Ce résultat est schématisé sur la Fig. 5.1.

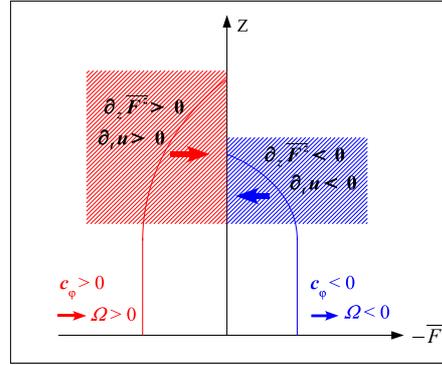


Fig. 5.1 : Représentation schématique du profil vertical de flux d'Eliassen-Palm pour une onde qui se propage vers l'Est (Ouest) en rouge (bleu).

Critères de déferlement

D'après le théorème de non-interaction d'Eliassen et Palm (1961), une onde linéaire, adiabatique et stationnaire se propage sans interaction avec l'environnement qu'elle traverse. En d'autres termes, le flux de quantité de mouvement F^z transporté par l'onde reste constant tant que l'onde n'a pas rencontré de niveau critique, n'a pas déferlé ou n'est pas dissipée. Pour détecter l'altitude de déferlement, nous reprenons la méthode proposée par Lindzen (1981). Lors de sa propagation verticale, l'amplitude de la perturbation croît exponentiellement. Cependant, cette croissance est limitée par des instabilités dynamiques et/ou convectives, et l'altitude de déferlement est définie comme étant l'altitude où les isentropes deviennent verticales. Nous cherchons donc le niveau z_s , tel que $\partial_z \theta = 0$, avec $\theta = \theta' + \bar{\theta}_0$. D'après l'équation de l'équilibre hydrostatique (5.1d) ainsi que l'expression de la fréquence N^2 vue dans l'équation (5.2b) nous pouvons écrire la relation

$$\partial_z \theta = HR^{-1} e^{\kappa z/H} \left(\Phi'_{zz} + \kappa H^{-1} \Phi'_z + N^2 \right) . \quad (5.15)$$

Cette égalité implique que $\partial_z \theta = 0$ si

$$\Phi'_{zz} + \kappa H^{-1} \Phi'_z + N^2 = 0 \quad . \quad (5.16)$$

5.1.3 La paramétrisation stochastique

Pour adapter le formalisme précédent à la paramétrisation des ondes de gravité, il est naturel de considérer un domaine spatio-temporel de dimensions Δx par Δy et Δt . L'échelle spatiale correspond plus ou moins à l'échelle de la grille du modèle δx et δy , mais l'échelle temporelle Δt de l'onde est certainement supérieure au pas de temps δt du modèle. Sur ce domaine, la triple intégrale de Fourier (5.3) se ré-écrit alors comme une triple série de Fourier :

$$w'(x, y, z, t) = \sum_{p=0}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=\infty}^{+\infty} \text{Re} \left\{ \hat{w}_{nmp} e^{i(\vec{k}_{nm} \cdot \vec{x} - \omega_p t)} \right\} \quad , \quad (5.17)$$

avec les coefficients

$$\hat{w}_{nmp} = \frac{\Delta x \Delta y \Delta t}{8\pi^3} \hat{w}(k_n, l_m, \omega_p) \quad , \quad \text{où} \quad k_n = n \frac{2\pi}{\Delta x} \quad , \quad l_m = m \frac{2\pi}{\Delta y} \quad \text{et} \quad \omega_p = p \frac{2\pi}{\Delta t} \quad . \quad (5.18)$$

Jusqu'ici, cette représentation est très proche d'un formalisme de Fourier. Mais, nous avons vu que le domaine $[\Delta x \Delta y \Delta t]$ des ondes n'est pas vraiment connu et ne correspond pas au domaine $[\delta x \delta y \delta t]$ du modèle. Pour cette raison, mais aussi parce que la prévisibilité des mouvements aux petites échelles est très aléatoire, il est plus adapté de substituer au formalisme de Fourier un formalisme stochastique. Dans ce formalisme, les nombres d'onde k_n et l_m ainsi que les fréquences ω_p sont choisis aléatoirement. Toujours dans ce formalisme, le champ des vitesses verticales est représenté comme une somme d'ondes de gravité,

$$w' = \sum_{\alpha=1}^{\infty} C_{\alpha} w'_{\alpha} \quad , \quad (5.19)$$

où les C_{α} sont des coefficients de probabilité satisfaisant une loi de normalisation conventionnelle

$$\sum_{\alpha=1}^{\infty} C_{\alpha}^2 = 1 \quad . \quad (5.20)$$

On dit alors que l'onde α a la probabilité C_{α}^2 d'être la perturbation. Dans ce formalisme, les w'_{α} sont des événements statistiquement indépendants et peuvent être traités séparément les uns des autres. On peut par exemple les écrire sous la forme d'ondes monochromatiques, nous ramenant ainsi au formalisme général :

$$w'_{\alpha} = \text{Re} \left\{ \hat{w}_{\alpha}(z) e^{z/2H} e^{i(k_{\alpha} x + l_{\alpha} y - \omega_{\alpha} t)} \right\} \quad . \quad (5.21)$$

L'amplitude \hat{w}_α est choisie aléatoirement à une altitude donnée z_0 . Puis, en utilisant la solution WKB (5.11), nous pouvons calculer la valeur \hat{w}_α d'un niveau du modèle z_1 au suivant z_2 avec

$$\hat{w}_\alpha(z_2) = \hat{w}_\alpha(z_1) \sqrt{\frac{m_\alpha(z_1)}{m_\alpha(z_2)}} e^{-i \int_{z_1}^{z_2} \left(m_\alpha(z') - i \frac{\mu m^3}{\rho \Omega} \right) dz'} . \quad (5.22)$$

Afin de contrôler la distribution verticale des tendances de vent associées aux ondes, et notamment en haut du modèle nous avons ajouté un terme de viscosité μ . Ce terme résulte en une viscosité cinématique, inversement proportionnelle à la densité ρ de l'air, et qui augmente donc exponentiellement avec l'altitude lorsque μ est constant, puisque $\nu = \frac{\mu}{\rho} = \frac{\mu}{\rho_r} e^{+z/2H}$.

Cette itération d'un niveau à un autre est calculée jusqu'à une altitude critique z_s , où l'amplitude \hat{w} dépasse l'amplitude de déferlement \hat{w}_s . L'estimation de cette altitude est faite en suivant les travaux de Lindzen (1981). Toujours dans l'hypothèse où $H \rightarrow \infty$, et en reprenant le formalisme de Fourier (en terme d'amplitude d'onde), d'après l'équation (5.16) nous obtenons l'approximation $|\hat{\Phi}_{zz}| \approx S_c N^2 e^{z/2H}$ où le terme S_c est un paramètre ajustable pour le schéma numérique qui est de l'ordre de 1. Plutôt que de chercher l'altitude de saturation des ondes, nous cherchons l'amplitude de saturation \hat{w}_s . L'onde est non saturée tant que $\hat{w} \leq \hat{w}_s$. Ainsi, en faisant l'approximation $|\hat{\Phi}_{zz}| \approx i|m|\hat{\Phi}_z$ pour chaque onde, et en utilisant l'équation (5.4b), nous obtenons une équation pour les $\hat{w}_{\alpha S}$:

$$\hat{w}_{\alpha S} = \frac{\Omega_\alpha^2}{\|\vec{k}_\alpha\| N} e^{-z/2H} S_c \frac{k^*}{\|\vec{k}_\alpha\|} . \quad (5.23)$$

Le rapport $k^*/\|\vec{k}\|$ est un paramètre de pondération qui tient compte du fait que l'échelle spatiale des ondes n'occupe pas entièrement la maille du modèle, mais seulement une fraction, avec le terme $k^* \approx 1/\sqrt{\Delta x \Delta y}$. Les ondes se propagent verticalement jusqu'à ce que $|\hat{w}_\alpha| = \hat{w}_{\alpha S}$, ou bien jusqu'à un niveau critique où $\hat{w}_\alpha = 0$ est imposé, lorsque Ω_α change de signe.

A chaque pas de temps δt du modèle, M ondes sont émises afin de considérer un large spectre d'ondes. La tendance $\rho^{-1} \partial_z \vec{F}_n^z$ associée à ces ondes correspond à la moyenne des M tendances de chaque onde, avec n variant de 1 à M . Dans un premier temps, cette tendance est d'abord pondérée par le rapport $\delta t / \Delta t$, pour tenir compte du fait que le cycle de vie de l'onde est bien plus grand que l'échelle de temps du modèle. Puis, dans un deuxième temps, nous considérons que les M ondes produites au temps t doivent être prises en compte pour le calcul de la tendance au temps $t + \delta t$ de par le fait que $\Delta t \gg \delta t$ en utilisant un processus auto-régressif d'ordre 1 : AR1. Nous exprimons alors la tendance $\partial_t u(t + \delta t)$

sous la forme :

$$(\partial_t \vec{u})_W^{t+\delta t} = \frac{\delta t}{\Delta t} \sum_{n=1}^M \frac{(\partial_z \vec{F}_n^z)^t}{M\rho} + \frac{\Delta t - \delta t}{\Delta t} (\partial_t \vec{u})_W^t . \quad (5.24)$$

5.2 Introduction du nouveau schéma d'ondes de gravité dans le modèle LMDz

5.2.1 L'étendue verticale du modèle

Le principal objectif de cette nouvelle paramétrisation des ondes est de modéliser une QBO réaliste dans le modèle de l'IPSL. Dans ce but, la résolution verticale du modèle est substantiellement augmentée. Ainsi, la version stratosphérique de LMDz (Lott et al., 2005) est étendue jusqu'à 80 niveaux verticaux. La Fig. 5.2 compare les profils verticaux de la répartition des couches entre le modèle avec 50 niveaux (*courbe rouge*) et le modèle avec 80 niveaux (*courbe noire*). Dans la troposphère, la répartition des niveaux est quasiment identique entre les deux versions du modèle. Cependant, la résolution verticale du modèle avec 80 niveaux est d'environ 600 m entre $z = 15\text{km}$ et $z = 35\text{km}$, ce qui est essentiel si l'on cherche à simuler une QBO.

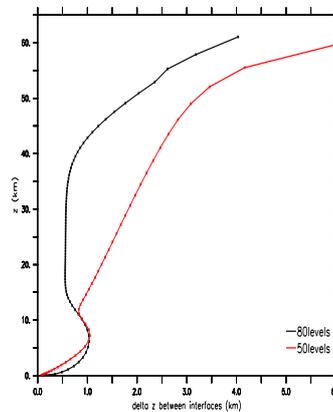


Fig. 5.2 : Profil vertical de l'épaisseur des couches (en km) pour la version LMDz 80 niveaux (en noir) et la version LMDz 50 niveaux (en rouge).

5.2.2 Implémentation dans LMDz

Cette nouvelle version de LMDz utilise toujours la paramétrisation de Hines (1977a & b) pour les ondes de gravité non-orographique et celle de Lott (1999) en ce qui concerne la paramétrisation des ondes de gravité orographiques. Ces deux paramétrisations permettent au modèle de simuler un climat des moyennes latitudes très réaliste. Le schéma de Hines

(1977a & b) génère la même quantité d'ondes quelle que soit la région. Le flux associé à ces ondes n'étant pas relié aux épisodes convectifs intenses, il n'y a pas plus d'ondes générées dans les régions équatoriales qu'aux moyennes latitudes. C'est pourquoi nous avons gardé le schéma de Hines (1997a et 1997b) et introduit notre nouveau schéma d'ondes de gravité dans les régions tropicales uniquement.

Pour implémenter cette paramétrisation dans le modèle, certains des paramètres précités sont choisis aléatoirement pour chaque onde. Tout d'abord, l'amplitude du flux d'onde $\|\vec{F}^z\|$ est choisie aléatoirement, entre 0 et $F_M^z = 10\text{mPa}$, à un niveau de pression fixe $p_l = 800\text{hPa}$. Le flux est limité aux régions tropicales en le pondérant par une fonction cosinus $\cos^8 \phi$ avec ϕ la latitude. Puis le nombre d'onde horizontal k est également choisi aléatoirement entre $k^* < \|\vec{k}\| < k_s$ où $k^* = 0.01 \text{ km}^{-1}$ (rappelons que la résolution horizontale du modèle est de 3.75×2.5) et $k_s = 1 \text{ km}^{-1}$. Enfin, la vitesse de phase de l'onde $c = \omega/k$ est comprise entre les valeurs $c_m < |c| < c_M$ avec $c_m = 1 \text{ m.s}^{-1}$ et $c_M = 30 \text{ m.s}^{-1}$. Les autres paramètres sont fixés de sorte que $S_c = 0.75$, le nombre d'ondes émises $M = 8$ à chaque pas de temps $\delta t = 30 \text{ min}$ du modèle. Le temps caractéristique de cycle de vie Δt d'une onde est de 1 jour, ce qui implique qu'environ 400 ondes ($M \times \Delta t / \delta t$) contribuent au champ d'onde total par jour pour un point de grille du modèle. Finalement, le terme de viscosité μ/ρ_r est fixé à $0.15 \text{ km}^2\text{j}^{-1}$.

Pour vérifier que le processus auto-régressif AR-1 (cf. éq. 5.24) permet de diminuer l'introduction de variance aux échelles proches de la troncature du modèle (un défaut possible de la paramétrisation Eckermann (2011)), nous avons comparé les spectres, nombre d'onde – fréquence, de cette tendance, dans deux configurations du nouveau schéma d'ondes. Dans la première version, la paramétrisation est celle décrite auparavant, et dans la seconde, les paramètres M et Δt prennent pour valeurs $M = 1$ et $\Delta t = \delta t = 1/2 \text{ heure}$. Pour ces valeurs, notre paramétrisation est proche du schéma Eckermann (2011), où une onde seulement est lancée à chaque pas de temps, et n'agit que pendant ce pas de temps. Dans les deux cas, la tendance due aux ondes de gravité est stockée tous les pas de temps en chaque point de grille et durant un mois de simulation. Les spectres sont obtenus en deux temps. Tout d'abord, pour chaque latitude entre 20°N et 20°S et pour chaque altitude de la région de la QBO entre 50hPa et 10hPa , les périodogrammes $\langle P_{\partial_{t,u}}(s, \sigma) \rangle$ sont évalués en suivant la méthode expliquée au chapitre 2. Deuxièmement, les périodogrammes sont moyennés sur les latitudes et sur les altitudes pour obtenir le spectre $\langle S_{\partial_{t,u}}(s, \sigma) \rangle$ de la tendance du vent due aux ondes de gravité non-orographiques. A la différence des spectres présentés dans les parties précédentes, nous avons aussi sommé les composantes vers l'Est et vers l'Ouest des spectres. Ces spectres sont présentés sur la Fig. 5.3, où $\sigma s \langle S_{\partial_{t,u}} \rangle$ est représenté sous une forme conservative en prenant des axes logarithmiques $\log(s)$ et $\log(\sigma)$. Les Figs. 5.3(a) & (b) montrent que, lorsqu'on utilise les valeurs $M = 1$ et $\Delta t = 1/2 \text{ heure}$ (b), il y a bien plus de variabilité dans le spectre pour les périodes et les fréquences qui approchent la fréquence de Nyquist et la troncature $s = 48$, que pour les valeurs $M = 8$ et $\Delta t = 1 \text{ jours}$

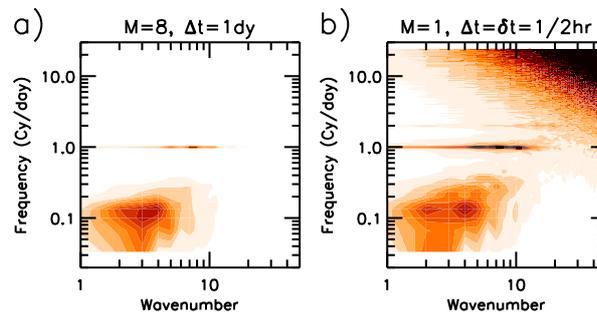


Fig. 5.3 : Spectres 2D nombre d'onde - fréquence de la tendance des ondes de gravité non-orographiques dans la région de la QBO. a) Schéma complet avec $M = 8$; b) Schéma réduit avec $M = 1$ et $\Delta t = 1/2$ heure (\approx Eckermann (2011)). L'intervalle entre deux contours est arbitraire, mais identique entre les deux figures.

(a). Le processus AR-1 diminue donc substantiellement l'injection de bruit dans le modèle.

5.3 Impact dans les régions équatoriales

Il est important de préciser que les simulations à 80 niveaux ont été réalisées avec le schéma de convection d'Emanuel (1991 & 1993), la configuration la plus couramment utilisée.

5.3.1 Le vent zonal dans la stratosphère équatoriale

Les Figs. 5.4(a) et 5.4(b) représentent l'évolution du vent zonal moyenné à l'équateur entre 5°N et 5°S des deux versions du modèle à 80 niveaux. Dans la 1^{ère} (Fig. 5.4(a)), notée LMDz80l, le nouveau schéma n'est pas activé, et nous constatons que le modèle ne simule pas de QBO. Cela confirme en partie nos résultats précédents qui ont montré que le modèle ne produit pas suffisamment d'ondes équatoriales. De ce point de vue, il est important de constater que le schéma de Hines (1997) seul ne permet de produire de QBO. De même, l'amélioration de la résolution verticale ne permet pas non plus de simuler de QBO. À l'inverse, la simulation avec la nouvelle paramétrisation, notée LMDz80lGW, présente une oscillation de type QBO, dont la période est plus proche de 24 mois, c'est-à-dire à peu près 4 mois plus rapide que dans la réalité (*cf.* Fig. 1.3 du Chapitre 1). Aussi, le comportement asymétrique entre les vents d'Est et les vents d'Ouest de la QBO est bien représenté, puisque les vents d'Ouest simulés par le modèle sont de l'ordre de $15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, alors que les vents d'Est sont de l'ordre de $30 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Également, la descente des vents d'Ouest est plus régulière que celle des vents d'Est, ce qui est également cohérent avec les observations.

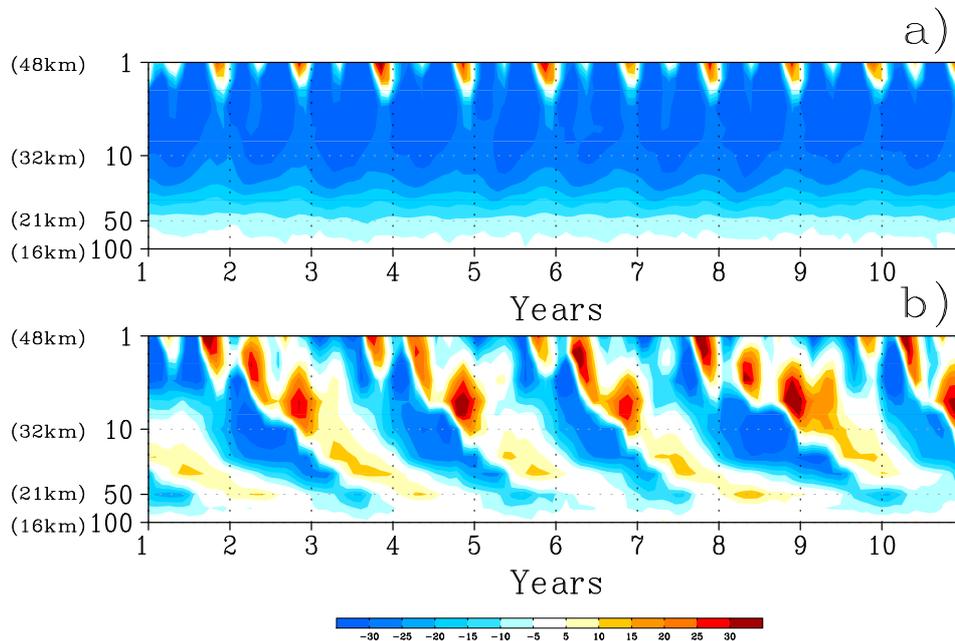


Fig. 5.4 : Evolution du vent zonal équatorial, en m.s^{-1} , moyenné entre 5°N et 5°S , pour le modèle à 80 niveaux LMDz80l (a) et celui à 80 niveaux avec le schéma stochastique LMDz80IGW (b) pour 11 années. Les couleurs chaudes et froides représentent respectivement les vents d'Ouest et les vents d'Est.

5.3.2 Les ondes équatoriales résolues

5.3.2.1 Les ondes de Rossby gravité

Nous avons vu dans le chapitre 3, que dans le modèle les ondes de Rossby gravité subissent un fort filtrage dynamique du fait que le vent est négatif dans la basse stratosphère équatoriale. Comme la version LMDz80IGW simule une QBO, il est possible que les ondes de Rossby gravité y soient mieux représentées car il existe maintenant des périodes où le biais de vents négatifs n'existe plus. Pour vérifier cela, nous reprenons le diagnostic des ondes de Rossby gravité utilisé au chapitre 3 et nous l'appliquons à notre modèle à 80 niveaux. Les spectres du champ de vent méridien à 50 hPa, des simulations LMDz80l et LMDz80IGW, sont présentés sur les Figs. 5.5(a) et 5.5(b). Ils montrent que la simulation avec la nouvelle paramétrisation, LMDz80IGW, a potentiellement plus d'ondes de Rossby gravité. De plus, le spectre de la simulation sans la paramétrisation, LMDz80l, est très proche de la simulation LMDz-E (Fig. 3.9(c) du chapitre 3), ce qui montre que la résolution verticale n'est pas le seul paramètre qui permet à un modèle de produire des ondes de Rossby gravité réalistes. Pour confirmer le fait que le modèle avec QBO représente mieux les ondes de Rossby gravité, nous appliquons la méthode des composites, présentée au chapitre 2. Cette méthode sélectionne les cas d'ondes de Rossby gravité les plus forts. Pour le modèle avec QBO, les cas sélectionnés interviennent justement durant les phases de vents positifs, comme l'illustre la Fig. 5.6 où sont représentés l'index des ondes de Rossby gravité (*bleu*) et

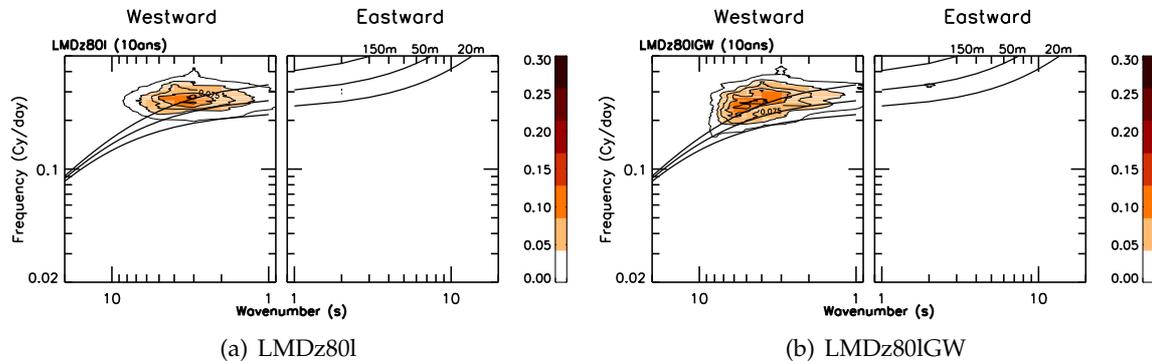


Fig. 5.5 : Spectres moyens $[10^{\circ}\text{N} - 10^{\circ}\text{S}]$ en fréquence ($\text{cycle}\cdot\text{j}^{-1}$) et nombre d'onde du champ de vent méridien (en $\text{m}^2\cdot\text{s}^{-2}\cdot\text{Cy}\cdot\text{j}^{-1}$) à 50hPa (21km) pour la simulation LMDz80l (a) et la simulation LMDz80lGW (b).

le vent zonal moyen à l'équateur (*noir*) de la simulation LMDz80lGW. Nous y remarquons que les maxima de l'index interviennent durant les phases de vent positifs

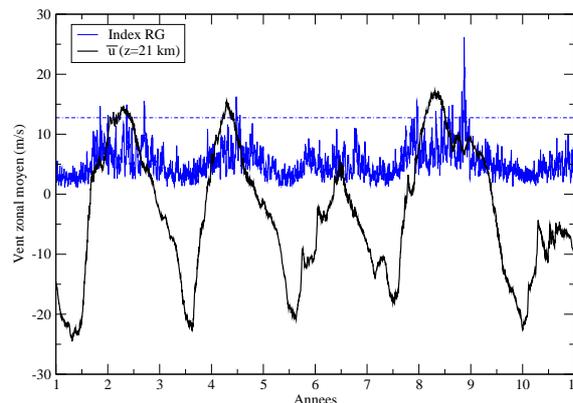


Fig. 5.6 : LMDz80lGW : Index de l'onde de Rossby gravité à $z = 21\text{ km}$ (courbe bleue). La courbe noire représente le vent zonal moyen à l'équateur à l'altitude $z = 21\text{ km}$.

Les cartes composites associées à ces maxima sont présentées sur la Fig. 5.7. Les cartes latitudes-longitudes (5.7(a) & (e)) présentent le composite du vent méridien v^c (plages de couleurs) et du vent horizontal u^c et v^c (flèches) au lag $l = 0$ à l'altitude $z = 21\text{ km}$. Ces figures nous montrent que l'amplitude du paquet d'ondes de Rossby gravité est plus réaliste avec la simulation LMDz80lGW qu'avec LMDz80l, et par comparaison avec la Fig. 2.13(a) issue des réanalyses ERAI. Cependant, dans le modèle, l'extension latitudinale du paquet d'ondes de Rossby gravité reste un peu trop faible, ce qui est en accord avec les spectres présentés sur les Figs ; 5.5, qui sont d'amplitude plus faible que dans les réanalyses (Fig. 3.8(b)). Les diagrammes de Hovmöller (5.7(b) & (f)) présentent les composites du vent méridien v^c moyennés à l'équateur à l'altitude $z = 21\text{ km}$. La structure du paquet d'ondes pour LMDz80lGW (5.7(f)) est moins stationnaire que pour LMDz80l, puisque ces ondes se pro-

pagent maintenant dans un milieu de vitesse moyenne positive. De même, la période σ^{-1} du paquet d'ondes de la simulation LMDz80IGW est également plus réaliste, puisqu'elle est de 5 jours, alors qu'elle est de 3-4 jours pour LMDz80l. Les diagrammes (5.7(c) & (g)) présentent l'évolution verticale du composite v^c au lag $l = 0$. Cette fois encore, la simulation LMDz80IGW simule une propagation verticale du paquet d'ondes de Rossby gravité plus réaliste que pour la simulation LMDz80l. Les Figs. 5.7(d) et 5.7(h) représentent l'évolution verticale de l'amplitude (*plages de couleurs*) du paquet d'onde de Rossby gravité en fonction du temps. Nous observons que l'onde se propage jusqu'à presque 30 hPa dans la simulation LMDz80IGW, alors que le signal est atténué plus rapidement avec LMDz80l. Nous observons également sur cette figure que le cycle de vie du paquet d'onde de Rossby gravité, de la simulation LMDz80IGW, est de l'ordre de 10 jours, une fois encore comparable avec le cycle de vie du paquet d'ondes des données ERA Interim (ERA-I).

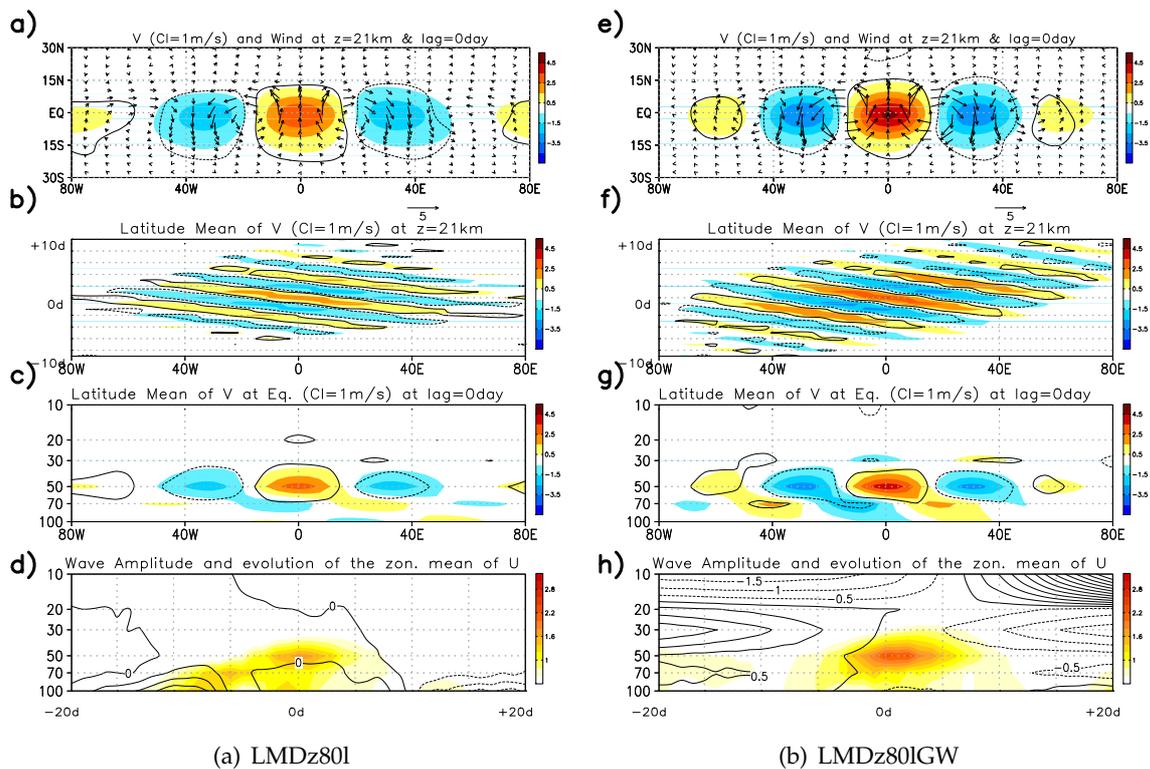


Fig. 5.7 : Cartes composites du paquet d'ondes équatoriales de Rossby gravité ayant des nombres d'ondes zonaux $s = 4 - 8$ et de périodes $\omega^{-1} \approx 3 - 8$ jours, pour la simulation LMDz80l (*gauche*) et LMDz80IGW (*droite*). (a-e) Température T^c et vent horizontal u^c, v^c à $z = 21\text{km}$ au lag $l = 0$ jour. (b-f) Diagramme de Hovmöller de la température moyennée sur la bande équatoriale $\langle T^c \rangle$. Les anomalies positives (négatives) de la température sont représentées par des couleurs chaudes (froides). L'intervalle entre deux contours est de 0.1 K. (c-g) Evolution verticale de la température moyennée sur la bande équatoriale $\langle T^c \rangle$ à $z = 21\text{km}$ au lag $l = 0$ jour. Sur les trois figures (a), (b), et (c) le niveau de significativité de 99% est représenté par un contour noir. Les anomalies positives (négatives) de vent méridien sont représentées par des couleurs chaudes (froides). L'intervalle entre deux contours est de $1\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. (d-h) Evolution temporelle de l'amplitude en $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ de l'onde calculée comme étant $\sqrt{\langle v^c \rangle^2}$ en fonction de l'altitude avec un intervalle de $0.2\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Les contours représentent l'évolution de la tendance du vent zonal moyen avec un intervalle de $0.2\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$.

5.3.2.2 Les ondes de Kelvin

Nous avons également réalisé l'analyse composite des ondes de Kelvin pour les deux simulations LMD80l et LMDz80lGW. Les résultats obtenus sont présentés sur les Figs. 5.8. Les cartes latitudes-longitudes (5.8(a) & (e)) présentent les composites de la température T^c et du vent horizontal u^c et v^c , au lag $l = 0$ et à l'altitude $p_{lev} = 50hPa$. Nous remarquons que les structures horizontales du paquet d'ondes de Kelvin, ne sont pas différentes de celles réalisées avec la simulation LMDz-E, présentées sur la Fig. 3.11(a) du chapitre 3. De même, les diagrammes de Hovmöller (5.8(b) & (e)) du composite T^c de la température ne présentent pas de différences entre les modèles. Les Figs. 5.8(c) & (f) présentent l'évolution verticale du paquet d'ondes de Kelvin. La propagation verticale des ondes de Kelvin de la simulation LMDz80lGW est atténuée avec l'altitude par rapport aux ondes de la simulation LMDz80l. En effet, les ondes de Kelvin sont dissipées par les vent positifs présents dans la simulation LMDz80lGW.

La présence de la QBO dans le modèle améliore donc tous les aspects de la représentation des ondes résolues, aussi bien pour les ondes de Rossby gravité que les ondes de Kelvin. Néanmoins, l'amplitude des ondes de Rossby gravité n'est pas encore tout à fait comparable à celle des réanalyses. La faible présence d'ondes couplées à la convection dans le modèle (Chap. 3) peut, en partie, expliquer ces biais.

5.4 Climatologies aux moyennes et hautes latitudes

Pour vérifier que l'implémentation de la nouvelle paramétrisation ne détériore pas la climatologie des moyennes et hautes latitudes, nous réalisons sur les versions à 80 niveaux les mêmes diagnostics que ceux de Lott et al. (2005) et nous les comparons à la simulation LMDz-E du chapitre 3 (schéma de convection d'Emanuel et 50 niveaux verticaux), que l'on note maintenant LMDZ50l pour être consistant avec les deux autres simulations. Les climatologies et diagnostics des versions LMDZ80l et LMDZ80lGW sont réalisées sur une période de 10 années, alors que pour LMDZ50l nous avons utilisé 25 ans. Notons que nous avons fait également les diagnostics sur la simulation LMDZ50l, qui, bien que proche de celle documentée dans Lott et al. (2005), diffère notamment par le schéma de convection utilisé.

5.4.1 Vent et Température

La température

Les Figs. 5.9 présentent les climatologies de température pour les mois de janvier (*droite*) et de juillet (*gauche*) réalisées pour les données CIRA (a & b) (Fleming et al., 1990), ainsi qu'avec les trois versions du modèle, LMDz50l (c & d), LMDz80l (e & f) et LMDz80lGW (g & h). Le modèle présente une distribution générale des températures dans la troposphère très

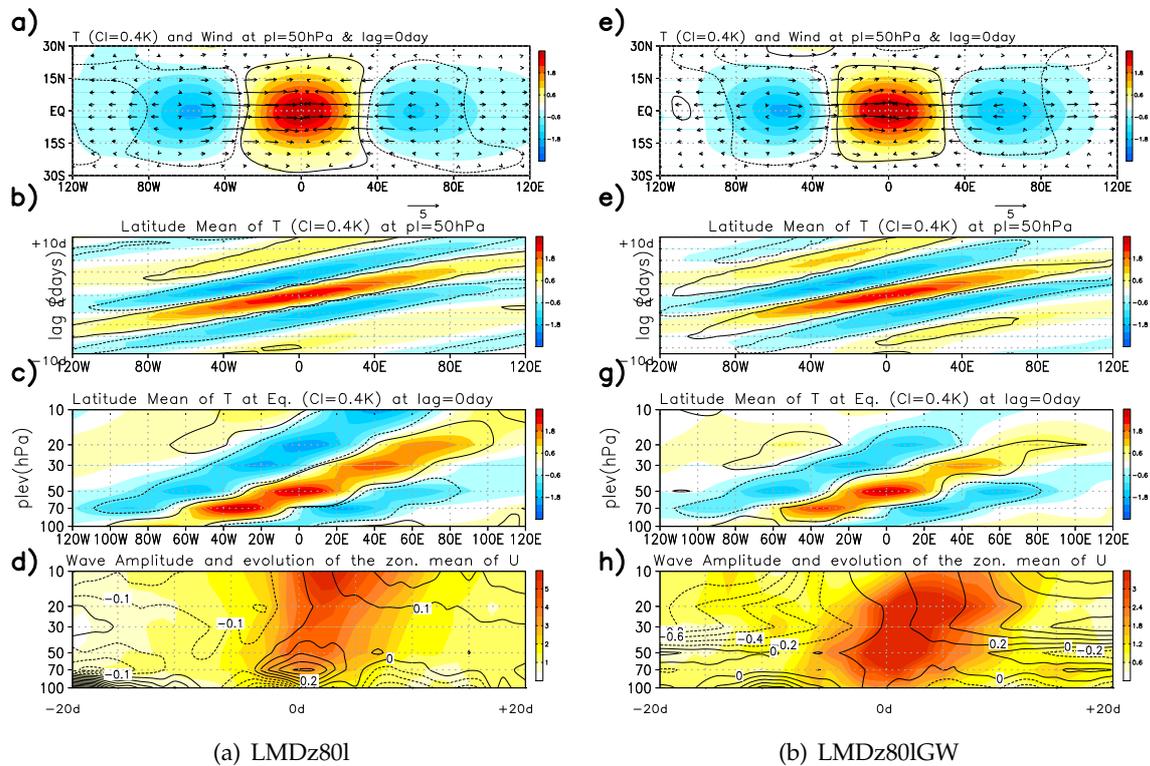


Fig. 5.8 : Cartes composites du paquet d'ondes équatoriales de Kelvin ayant des nombres d'ondes zonaux $s = 2 - 4$ et de périodes $\sigma^{-1} \approx 3 - 10$ jours, pour la simulation LMDz801 à gauche et LMDz801GW à droite. Sont représentés en : (a) Température T^C et vent horizontal u^C, v^C à $z = 21\text{km}$ au lag $l = 0$ jour. (b) Diagramme de Hovmöller de la température moyennée sur la bande équatoriale $\langle T^C \rangle$. (c) Évolution verticale de la température moyennée sur la bande équatoriale $\langle T^C \rangle$ à $z = 21\text{km}$ au lag $l = 0$ jour. Sur les trois figures (a), (b), et (c) est représenté en contour noir le niveau de significativité de 99%. Les anomalies positives (négatives) de la température sont représentées par des couleurs chaudes (froides). L'intervalle entre deux contours est de 0.4 K. (d) Évolution temporelle de l'amplitude de l'onde calculée comme étant $\sqrt{\langle u^C \rangle^2}$ en fonction de l'altitude en m.s^{-1} avec un intervalle de 0.3 m.s^{-1} . Les contours représentent l'évolution de la tendance du vent zonal moyen avec un intervalle de 0.5 m.s^{-1} .

réaliste. Le modèle présente cependant des biais assez prononcés qui sont déjà connus et décrit par Lott et al. (2005)), ainsi que par Hourdin et al. (2006). Par exemple, le minimum de température de la tropopause tropicale présente un biais froid, d'environ 5K, et cela quelle que soit la version utilisée ou la saison considérée. La stratopause du modèle est aussi trop chaude, et en particulier au niveau de la stratopause polaire de l'hémisphère sud. L'ajout de niveaux verticaux semble accentuer ce biais chaud (e & f), alors que l'ajout de la paramétrisation des ondes de gravité améliore ce biais.

Le vent zonal

Les Figs. 5.10 présentent les moyennes zonales du vent zonal pour les mois de janvier (droite) et de juillet (gauche), pour les données CIRA (a & b) puis, pour les trois versions du modèle : LMDz501 (c & d), LMDz801 (e & f) et LMDz801GW (g & h). La climatologie

du vent zonal dans la troposphère est bien représentée dans le modèle et ne diffère pas sensiblement d'une simulation à une autre. Les deux Figs. 5.10(g) et 5.10(h) montrent que la paramétrisation stochastique des ondes de gravité améliore substantiellement les vents dans la stratosphère équatoriale du modèle. En effet, avec les simulations LMDz50l et LMDz80l, les vents sont trop négatifs dans la région équatoriale, de 50hPa à presque 1hPa. Nous observons également, sur ces figures, que les jets près de la mésosphère sont un peu fort dans les simulations LMDz80l et LMDz80IGW, ce qui est une amélioration pour les jets d'Ouest des hémisphères d'hiver, mais une dégradation pour les jets d'Est des hémisphères d'été. Compte tenu de l'amélioration de la représentation de la stratosphère équatoriale dans le modèle, nous n'avons pas cherché à ré-équilibrer la balance entre les jets mésosphériques, mais nous sommes conscient que ces biais pourraient être corrigés par un ajustement sur les ondes de gravité.

S'il est assez difficile d'interpréter les différences entre les modèles LMDZ50l et LMDZ80l dans les climatologies présentées ci-dessus, car l'effet de la résolution verticale n'est pas très fort, il n'en reste pas moins que l'ajout de la nouvelle paramétrisation ne semble pas détériorer les climatologies moyennes et en moyenne zonale du modèle.

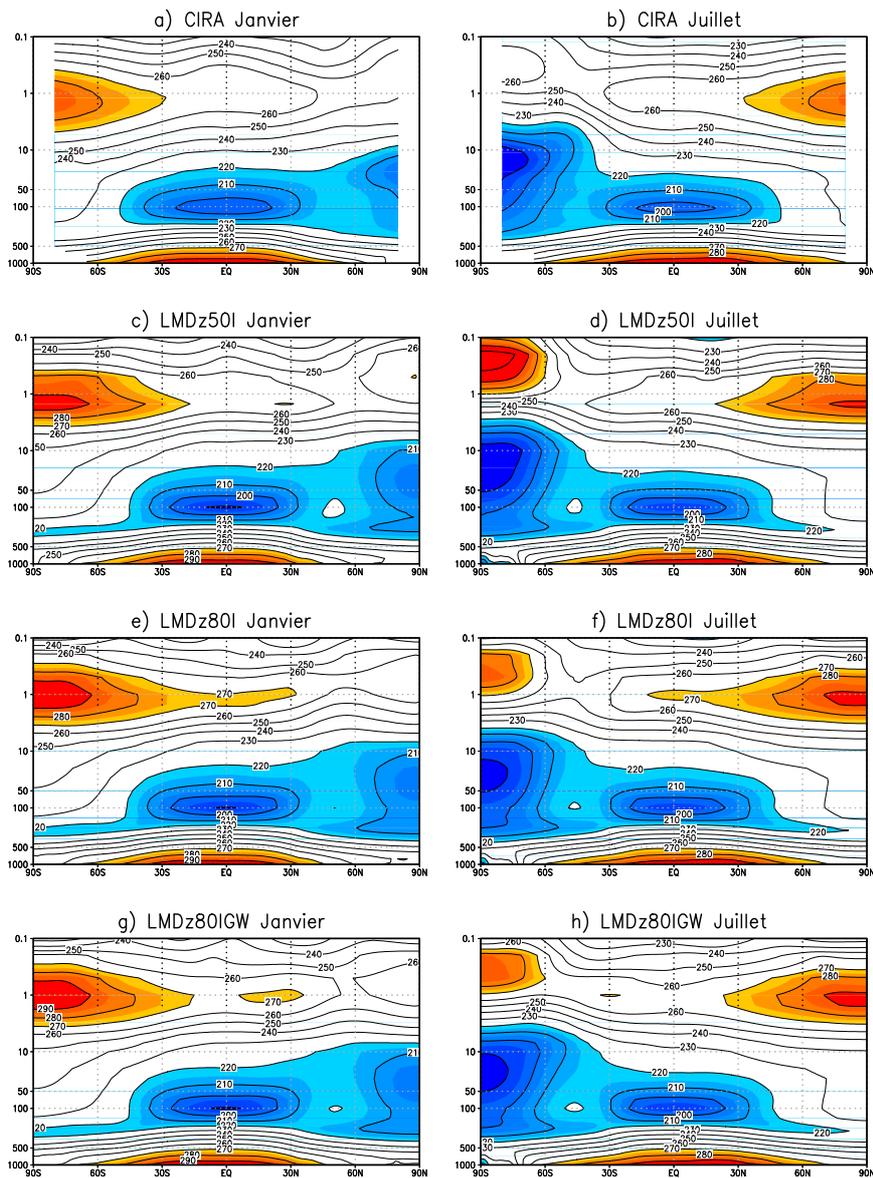


Fig. 5.9 : Moyennes zonales du champ de température en Kelvin calculées pour les données CIRA (a-b), pour 25 ans de la simulation LMDz50I (c-d), pour 10 ans de la simulation LMDz80I(e-f) et 10 ans de la simulation LMDz80IGW (g-h). L'intervalle entre deux contours est de 10K. Les valeurs au-dessus (au-dessous) de 270 K (220 K) sont représentées par les plages de couleurs chaudes (froides). Les climatologies pour les mois de janvier sont à gauche et celles pour juillet à droite.

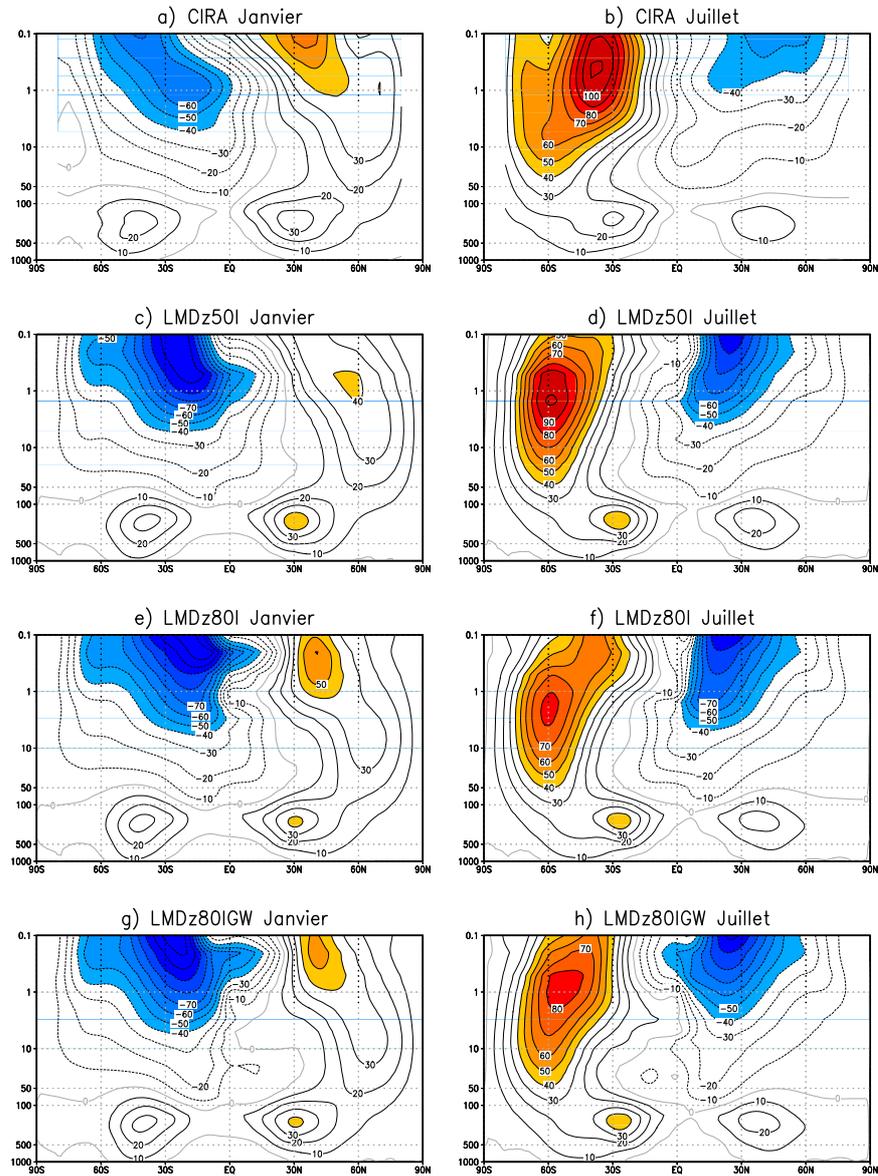


Fig. 5.10 : Moyennes zonales du champ de vents zonal en $m.s^{-1}$ calculées pour les données CIRA (a-b), pour 25 ans de la simulation LMDz50I (c-d), pour 10 ans de la simulation LMDz80I(e-f) et 10 ans de la simulation LMDz80IGW (g-h). L'intervalle entre deux contours est de $10 m.s^{-1}$. Les valeurs au-dessous (*au-dessous*) de $40 m.s^{-1}$ ($-40 m.s^{-1}$) sont représentées par les plages de couleurs chaudes (*froides*) avec un intervalle de 5K. La ligne de vent nulle est représentée en gris. Les climatologies pour les mois de Janvier sont à gauche et celles pour Juillet à droite.

5.4.2 Les ondes planétaires aux moyennes latitudes

Le géopotential à 700 hPa

Aux moyennes latitudes, l'atmosphère moyenne est en grande partie contrôlée par les ondes de Rossby d'échelle planétaire issues de la troposphère. Il est donc important d'avoir une bonne représentation du climat troposphérique ainsi que sa variabilité, car aussi bien l'onde planétaire stationnaire que la variabilité basse fréquence de la météorologie peuvent forcer des ondes de Rossby se propageant verticalement.

La Fig. 5.11(a).a présente la moyenne de la hauteur géopotentielle à 700hPa (que l'on note Z700) produite par ERAI. Il apparaît clairement deux thalwegs prononcés au niveau de la côte Est de l'Amérique du Nord et de l'Asie, ainsi que deux dorsales au-dessus des Rocheuses et à l'ouest du continent européen. Il existe aussi un thalweg secondaire au-dessus de l'Europe centrale et une faible dorsale au Nord du plateau de l'Himalaya. Ces comportements sont bien représentés dans le modèle avec 50 niveaux verticaux (*cf.* 5.11(b).a), ce qui est en bonne partie dû au schéma de paramétrisation de l'orographie sous maille (Lott, 1999). Cependant, le modèle tend à surestimer la dorsale au-dessus des Rocheuses, alors qu'il a plutôt tendance à sous-estimer la diffluence du jet au-dessus de l'Europe de l'Ouest. Les Figs. 5.12(a).a et 5.12(b).a montrent que, pour les deux versions du modèle avec 80 niveaux, la dorsale Nord-Américaine est moins prononcée, tandis que la diffluence du jet au-dessus de l'Europe Centrale est relativement améliorée.

La Fig. 5.11(a)-b présente l'écart quadratique moyen du géopotential Z700 dans ERAI où l'on retrouve les deux centres d'action principaux de la variabilité atmosphérique à basse fréquence situés à l'ouest des deux dorsales principales, c'est à dire au Nord Est du Pacifique et de l'Atlantique. La localisation de ces maxima est assez bien représentée par le modèle, et cela quelle que soit la version du modèle utilisée (*cf.* Figs. 5.11(b).b, 5.12(a).b, et 5.12(b).b). Notons tout de même que LMDZ50l tend à surévaluer le maximum de variabilité au-dessus du Pacifique Nord. Ce biais s'accroît avec les versions LMDZ80l, puis LMDZ80IGW. Le maximum situé au-dessus de l'Atlantique Nord est, quant à lui, localisé un peu trop à l'Ouest de celui des réanalyses dans le modèle, mais son amplitude est correcte.

Afin d'évaluer la variabilité dite "haute fréquence" de l'atmosphère, nous avons suivi le protocole de Lott et al. (2005), inspiré des travaux de Hoskins et al. (1989). L'écart quadratique moyen « haute fréquence » est présenté sur la Fig. 5.11(a)-c pour ERAI. Il apparaît sur cette carte les deux maxima sur les bords Ouest de l'Atlantique Nord et du Pacifique Nord au niveau de la sortie des deux jets, qui correspondent aux « rails des tempêtes ». Les trois versions de LMDz représentent assez bien celui au-dessus de l'Atlantique, mais sous-évaluent celui du Pacifique. En observant les Figs. 5.12(a).c et 5.12(b).c, nous remarquons que LMDZ80l et LMDZ80IGW semblent améliorer ce biais.

Pour l'hiver de l'hémisphère Sud (moyenne sur les mois de juin - juillet - août), l'écou-

lement moyen est beaucoup plus zonal, comme le montre la Fig. 5.11(a).d, ce qui est bien représenté par le modèle LMDz quelle que soit la version utilisée. Cependant, la variabilité totale et la variabilité haute fréquence sont toutes deux complètement sous-estimées par le modèle, bien que l'on voit une légère amélioration de ces biais avec les versions LMDZ801 et LMDZ801GW (cf. Figs. 5.12(a).e, 5.12(a).f, 5.12(b).e et 5.12(b).f).

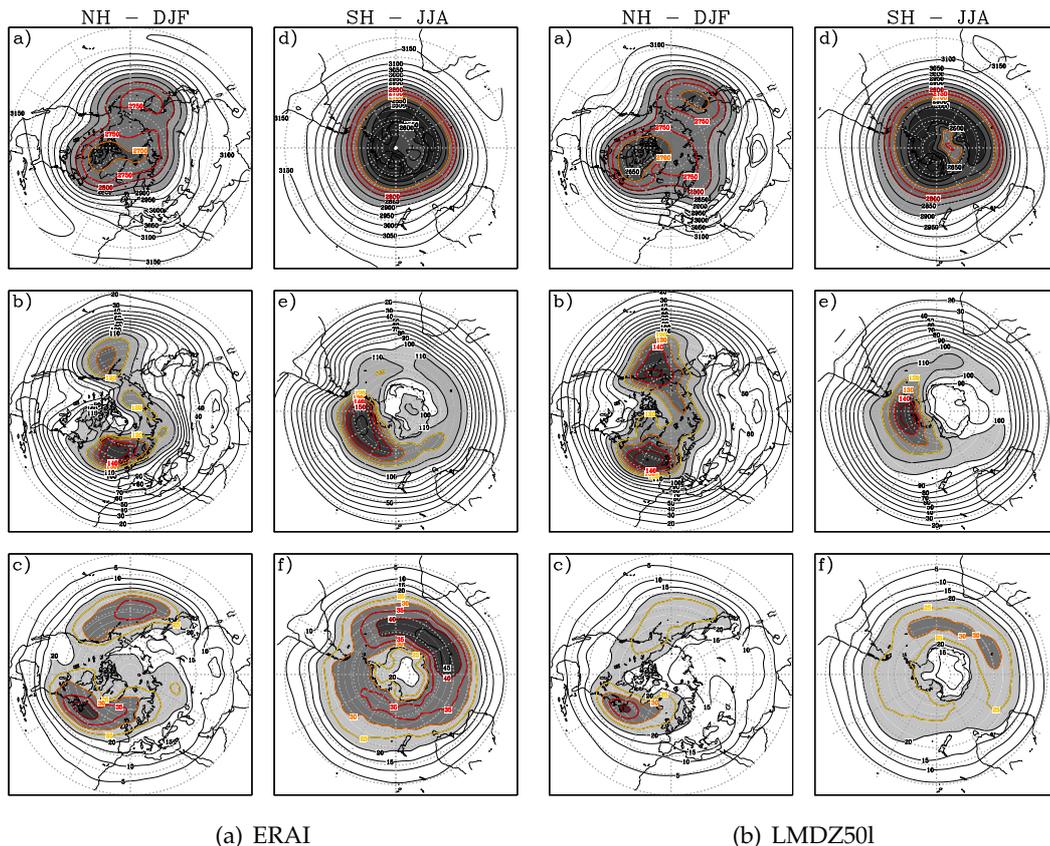


Fig. 5.11 : Statistiques du géopotentiel à 700 hPa (Z700) sur 25 hivers pour ERAI à gauche et pour LMDz501 à droite. **Moyenne Z700** Hémisphère Nord (HN) -(a)- et Hémisphère Sud (HS) -(d)- : L'intervalle entre deux contours est de 50m. Les niveaux au-dessus de 2900m sont grisés et ceux inférieurs à 2800 m sont colorés. **Ecart quadratique moyen Z700** (HN -(b)- et HS -(e)-) : L'intervalle entre deux contours est de 10m. Les valeurs au-dessus de 100 m sont grisées et celles supérieures à 120 sont colorées. **Variabilité haute fréquence Z700** (HN -(c)- et HS -(f)-) : L'intervalle entre deux contours est de 5m. Les valeurs au-dessus de 20m sont grisées et celles au-dessus de 30m sont colorées.

Ondes planétaires

Comme le montre la Fig. 5.11(a).a, l'écoulement stationnaire de la troposphère des moyennes latitudes est fortement dominé par des perturbations de nombre d'onde 1, 2 et 3, et nous savons qu'à ces échelles ces perturbations peuvent se propager verticalement sous forme d'ondes de Rossby (Charney et Drazin, 1961). Pour étudier ces ondes dans la

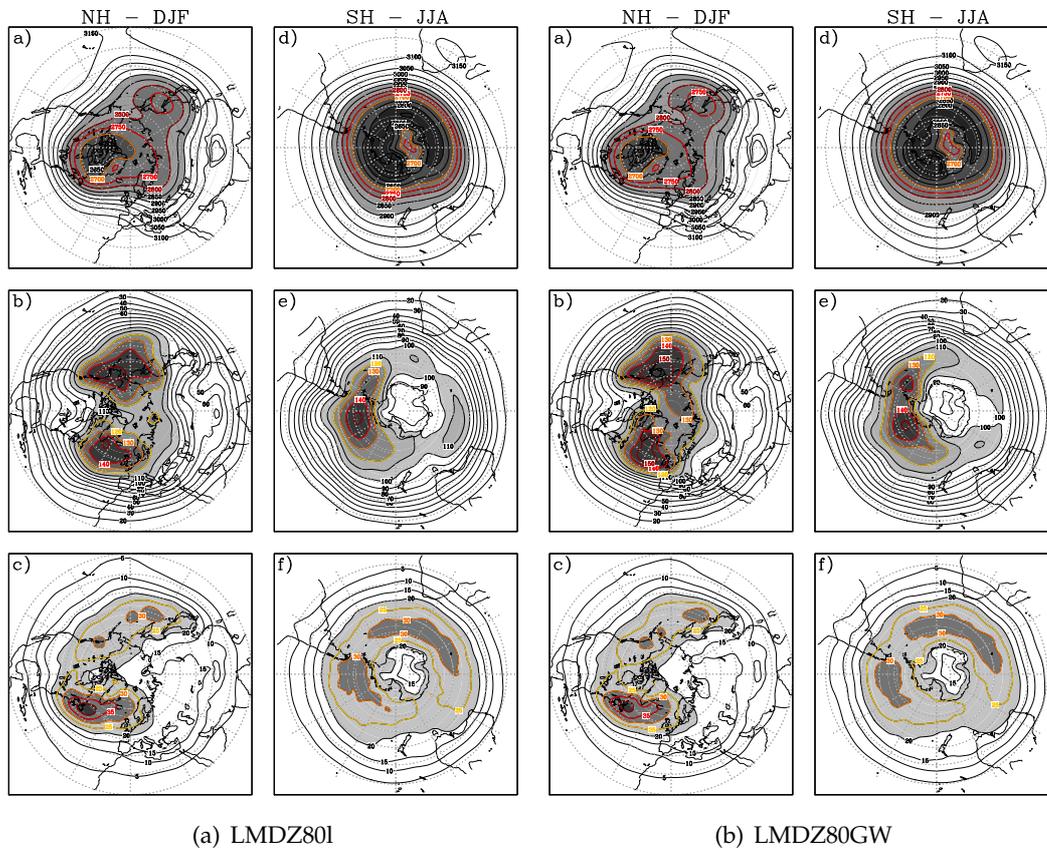


Fig. 5.12 : Légende identique à la Fig. 5.11, mais pour les simulations LMDZ80I à gauche et LMDZ80IGW à droite. Statistiques calculées sur 10 années.

stratosphère, nous avons effectué une décomposition en harmoniques du géopotentiel :

$$\Phi(\phi, \lambda, z, t) = \sum_{s=0}^{\infty} \hat{\Phi}_s(\lambda, z, t) e^{is\lambda} \quad (5.25)$$

Les statistiques de janvier pour les trois premières ondes sont présentées sur les Figs. 5.13, 5.14 et 5.15. Pour chaque onde, les diagnostics sont réalisés avec les données ERAI (a), ainsi qu'avec les trois versions du modèle : LMDZ50I (b) , LMDZ80I (c) et LMDZ80IGW (d). Enfin, pour chaque jeu de données, nous avons représenté, en fonction de l'altitude (en kilomètre), l'amplitude de l'onde considérée (*gauche*), sa phase (*milieu*) et sa déviation standard (*droite*).

Les panneaux de gauche des Figs. 5.13(b), 5.13(c) et 5.13(d) montrent que les trois simulations sous-évaluent l'amplitude de l'onde $s = 1$. Bien que la version avec 80 niveaux LMDZ80I semble augmenter l'amplitude de l'onde, l'ajout de la paramétrisation des ondes de gravité la diminue. Cependant, les panneaux de droite des Figs. 5.13(b), 5.13(c) et 5.13(d) montrent qu'en terme de variabilité, seule la simulation LMDZ80IGW est réaliste. En terme de phase, l'onde $s = 1$ est bien représentée dans le modèle (*cf.* Figs. du milieu

de 5.13(b), 5.13(c) et 5.13(d)).

La figure de gauche de Fig. 5.14(b) indique que l'onde $s = 2$ est surestimée par le modèle LMDZ50l et son maximum d'amplitude est un peu trop haut, alors que la figures de gauche de Fig. 5.14(c) montre que la version avec 80 niveaux, LMDZ80l, diminue l'altitude du maximum de l'amplitude. La simulation LMDZ80lGW (*cf.* figure de gauche de Fig. 5.14(d)) améliore cette onde puisque les biais d'altitude et d'amplitude sont diminués. Cette amélioration est aussi visible sur la figure du milieu de Fig. 5.14(d) de la déviation standard de l'onde de Rossby planétaire $s = 2$, puisqu'elle augmente la variabilité de l'onde par rapport à la simulation LMDZ80l qui elle, la sous-estime. Une fois encore, l'évolution de la phase de l'onde avec l'altitude est bien représentée par le modèle (*cf.* figure du milieu de Fig. 5.14(b), 5.14(c) et 5.14(d)).

L'onde $s = 3$ est relativement bien représentée, que ce soit en terme d'amplitude ou de variabilité (*cf.* Figs. 5.15(b), 5.15(c) et 5.15(d)).

Pour résumer, et en ce qui concerne la représentation des ondes de Rossby des moyennes latitudes, nous avons constaté que le passage à la version à 80 niveaux affecte relativement peu leurs sources. En effet les composantes stationnaires et basse fréquence de l'écoulement dans la troposphère restent assez proches de celles à 50 niveaux. En conséquence, les ondes de Rossby dans la moyenne atmosphère sont aussi très comparables entre les deux versions.

Rappelons ici que ces résultats ne sont pas trop surprenant puisque (i) la paramétrisation n'agit que dans les régions équatoriales et que (ii) les ondes de Rossby avec $s = 1, 2, 3$ ont des longueurs d'ondes verticales de plusieurs dizaines de kilomètres, et sont relativement peu sensibles à un raffinement de cette résolution. Notons cependant une amélioration de la représentation de la variabilité due aux ondes planétaires, dans le modèle avec la nouvelle paramétrisation des ondes de gravité, probablement parce que cette version a une QBO.

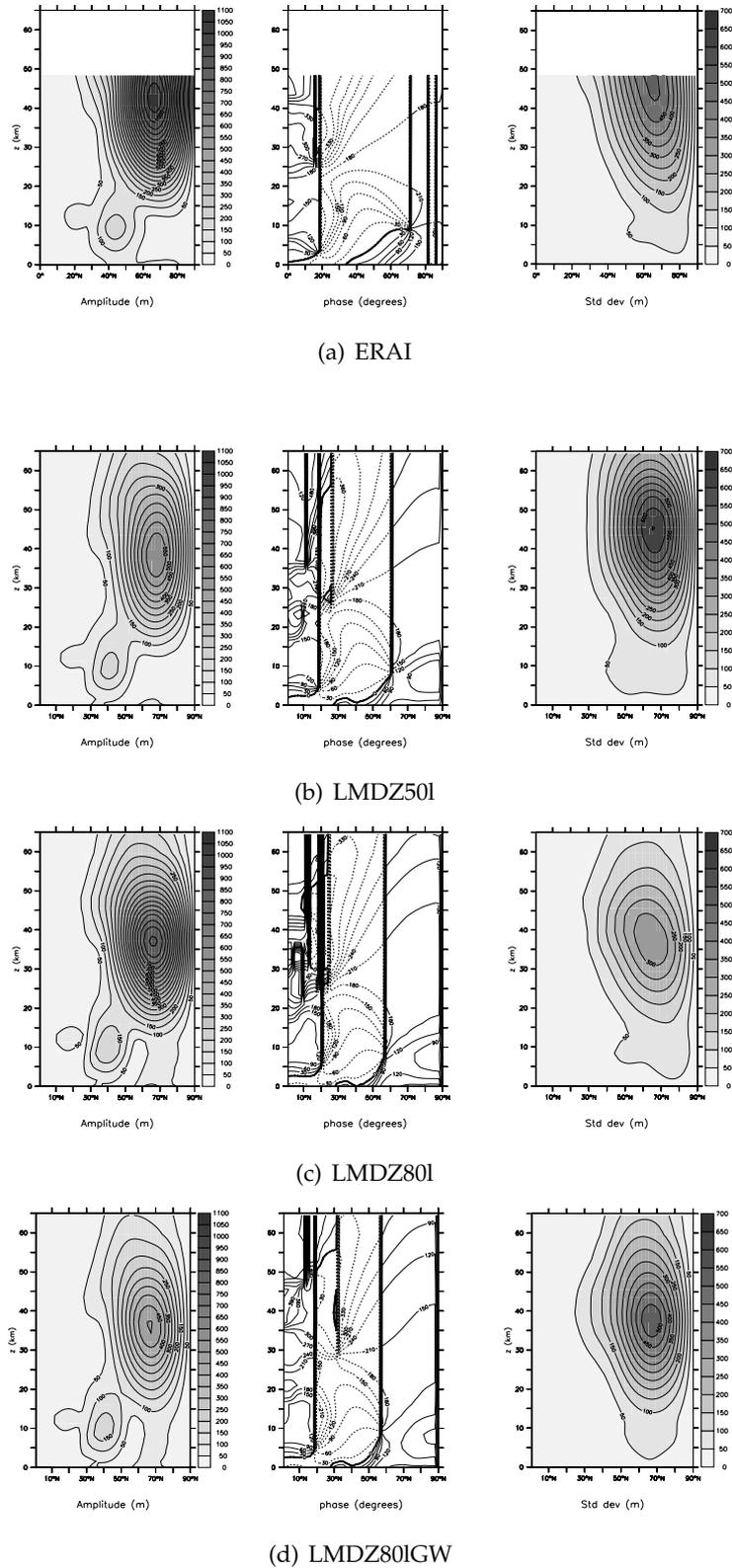


Fig. 5.13 : Statistiques pour l'onde de Rossby planétaire $s = 1$ du mois de janvier, calculées pour 25 hivers pour ERA Interim (a) et LMDz50I (b), et pour 10 hivers pour LMDz80I (c) et LMDz80IGW (d). *A gauche* : amplitude de l'onde. *Au milieu* : phase de l'onde. *A droite* : écart quadratique moyen intra-saisonnier.

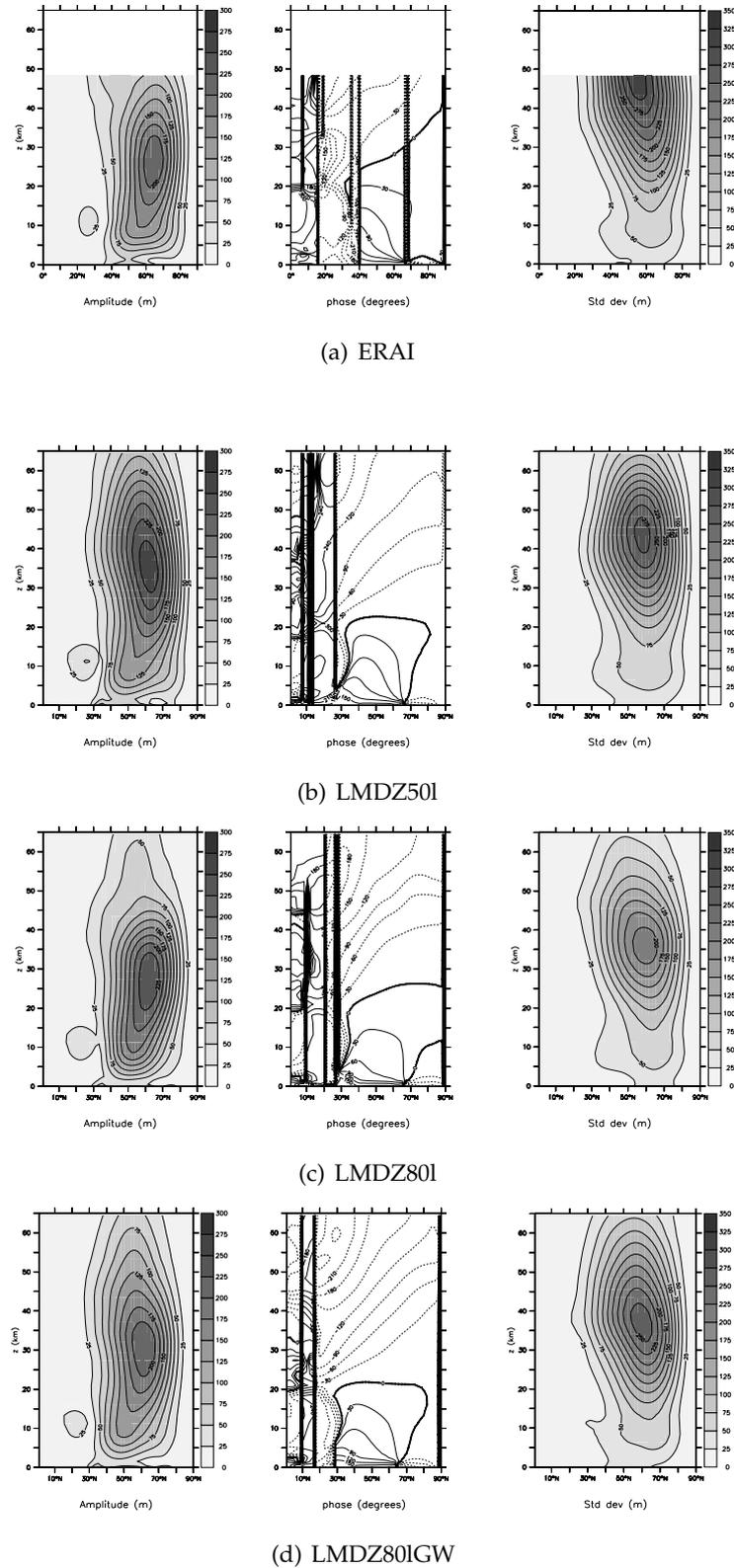
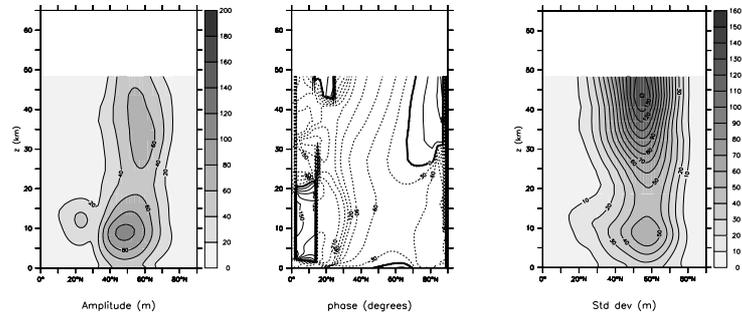
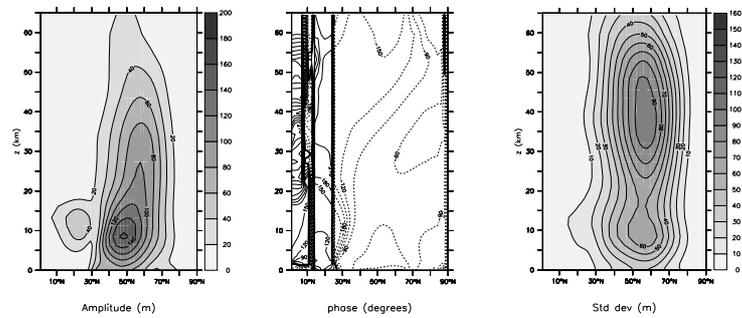


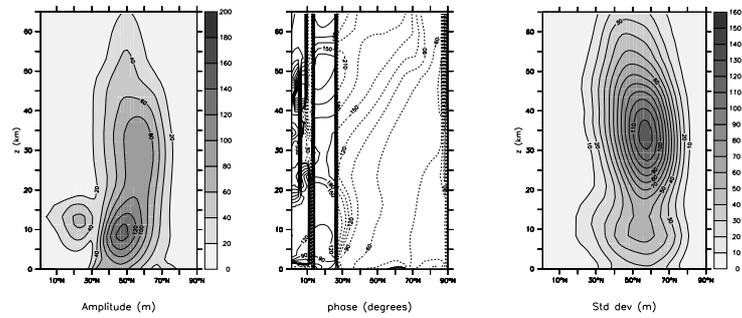
Fig. 5.14 : Légende identique à la Fig. 5.13, mais pour l'onde de Rossby planétaire $s = 2$



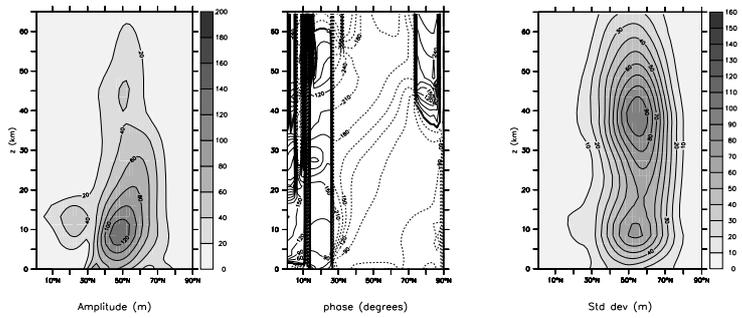
(a) ERAI



(b) LMDZ50I



(c) LMDZ80L



(d) LMDZ80IGW

Fig. 5.15 : Légende identique à la Fig. 5.13, mais pour l'onde de Rossby planétaire $s = 3$

5.4.3 La stratosphère polaire

Pour compléter notre analyse de la variabilité de la stratosphère simulée par le modèle, nous nous intéressons à présent aux très hautes latitudes, et en particulier aux réchauffements stratosphériques soudains. Dans ce but, les Figs. 5.16 présentent l'évolution temporelle annuelle de la température à 10 hPa à 85°Nord sur 10 années pour ERAI (a), LMDZ50l (b), LMDZ80l (c) et LMDZ80lGW (d). Nous pouvons tout d'abord noter que le modèle reproduit bien le cycle annuel de la température au pôle Nord. La Fig. 5.16(b) montre que la simulation LMDZ50l présente un biais chaud de 10 K pour les mois d'été et qu'il sur-estime l'amplitude des réchauffements stratosphériques de plus de 10 K, puisque certains atteignent 260 K, alors que, pour ERAI, la Fig. 5.16(a) montre des réchauffements ne dépassant pas 245K. Nous observons également que LMDz50l anticipe les réchauffements, puisque certains interviennent avant les mois de novembre, tandis que pour ERAI, ils débutent plutôt en décembre. La variabilité de la stratosphère polaire est bien plus réaliste avec les deux autres version du modèle. En effet, les Figs. 5.16(c) et 5.16(d) montrent que LMDZ80l et LMDZ80lGW ne présentent pas le biais froid de 10 K identifié avec LMDZ50l. L'amplitude des réchauffements est aussi hautement plus réaliste, puisqu'ils ne dépassent pas les 245K. L'amélioration des réchauffements stratosphériques soudains, est en partie due à l'amélioration de la variabilité des ondes planétaires $s = 1$ et $s = 2$ simulées avec LMDZ80lGW.

5.5 Discussion et perspectives

Eckermann (2011) montre qu'il est possible d'utiliser une paramétrisation dite "*ondes multiples*" à un coût numérique raisonnable, en émettant une onde monochromatique à chaque pas de temps d'intégration du modèle, si ses propriétés sont choisies aléatoirement. L'approche développée par Eckermann (2011) présente un défaut conceptuel en ne considérant l'effet de ces ondes que durant un pas de temps du modèle, alors que les périodes et les cycles de vie des ondes de gravité sont largement supérieurs à ce pas de temps. Pour contourner ce problème, nous avons proposé un formalisme qui permet d'émettre très peu d'ondes (huit) à chaque pas de temps δt du modèle et de redistribuer les tendances dues à ces ondes sur une échelle de temps Δt plus longue. Cela implique qu'à un pas de temps donné plusieurs ondes agissent ensemble. Cette paramétrisation permet de générer une QBO dans le modèle LMDz et par conséquent d'améliorer la variabilité synoptique de la basse stratosphère équatoriale en améliorant les ondes de Rossby-Gravité résolues par le modèle. Aussi, nous avons montré que l'ajout de cette paramétrisation ne détériore pas la climatologie des moyennes latitudes. Au contraire, une légère amélioration est observée puisque pour les hautes latitudes, les réchauffements stratosphériques soudains sont plus réalistes avec les ondes de gravité stochastiques.

L'implémentation du nouveau schéma d'onde dans LMDz peut cependant être encore

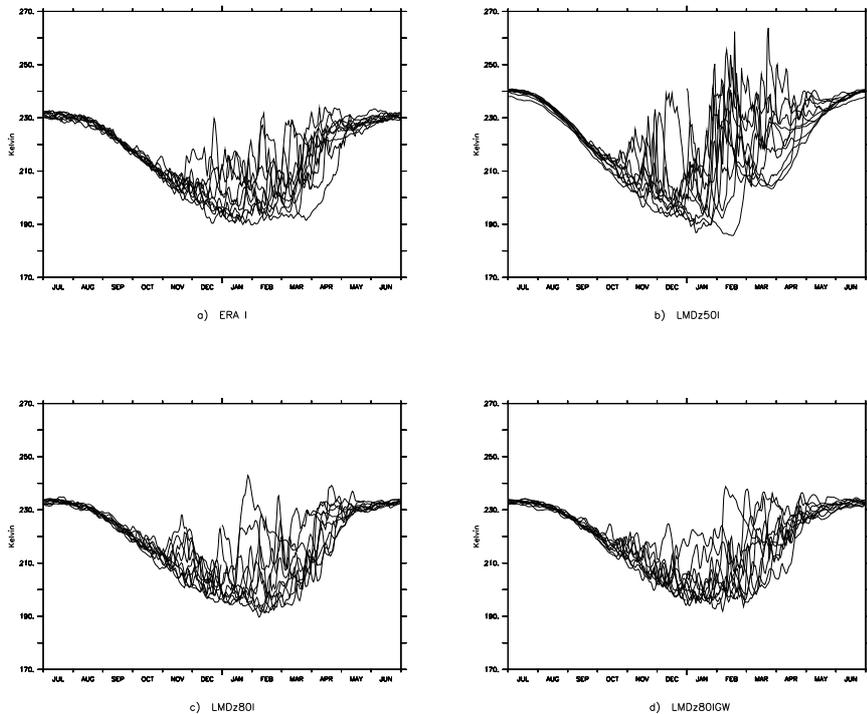


Fig. 5.16 : Températures au pôle (85 °N) à 10 hPa sur 10 années, pour ERAI (a), LMDz50l (b), LMDz80l (c) et LMDz80lGW (d).

améliorée. En effet, le nouveau schéma d'onde de gravité s'ajoute maintenant à celui de Hines (1997a & b), mais reste limité aux régions tropicales tandis que celui de Hines (1997a & b) génère la même quantité d'ondes de gravité quelle que soit la région. Nous avons procédé ainsi pour (i) augmenter la quantité d'ondes de gravité émises aux tropiques sous l'effet de la convection et (ii) conserver une climatologie des moyennes et hautes latitudes réaliste. Pour perfectionner notre approche, il convient à présent de relier le schéma stochastique aux sources convectives, par exemple via le dégagement de chaleur latente dû aux précipitations. Aussi, l'utilisation de deux schémas d'ondes de gravité non orographique n'est pas usuel et devra être corrigé en étendant, par exemple, le schéma stochastique aux moyennes latitudes pour remplacer celui de Hines.

L'implémentation de notre schéma d'ondes de gravité dans LMDz a nécessité une augmentation de la résolution verticale du modèle pour simuler une QB0. Il est aussi important de tester plus systématiquement l'effet de la résolution verticale de LMDz car une simulation à 80 niveaux reste couteuse numériquement. Toujours dans ce sens, une évaluation de l'impact de la résolution horizontale doit être aussi envisagée.

5.6 Annexe : *A stochastic parameterization of non-orographic gravity waves : Formalism an impact on the equatorial stratosphere*

A stochastic parameterization of non-orographic gravity waves: Formalism and impact on the equatorial stratosphere

F. Lott,¹ L. Guez,¹ and P. Maury¹

Received 18 January 2012; revised 28 February 2012; accepted 1 March 2012; published 31 March 2012.

[1] A formalism is proposed to represent a broadband spectrum of Gravity Waves (GWs) via the superposition of a large ensemble of statistically independent monochromatic ones. To produce this large ensemble at a reasonable numerical cost, we use the fact that the life cycles of the waves needed to be parameterized in General Circulation Models (GCMs) have time scales that largely exceed the time step of the model. We can therefore launch few waves with characteristics chosen randomly at each time step, and make them having an effect on a longer time scale by applying an AR1 relation between the gravity waves drag at a given time and that at the next time step. The stochastic GW parameterization is applied to a GCM in the tropics, and its additional drag causes a realistic Quasi-Biennial Oscillation (QBO). The more realistic wind structure also results in a better representation of the large scale equatorial waves, like the Rossby Gravity Waves (RGWs) with periods around 4–5 day. **Citation:** Lott, F., L. Guez, and P. Maury (2012), A stochastic parameterization of non-orographic gravity waves: Formalism and impact on the equatorial stratosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 39, L06807, doi:10.1029/2012GL051001.

1. Introduction

[2] The fact that Numerical Weather Prediction Models (NWPMS) and General Circulation Models (GCMs) need stochastic parameterizations of the physical processes that occur at the subgrid scales is now well established [Palmer *et al.*, 2005]. A practical motivation is that without stochastic parameterizations, the multiple forecasts done with NWPMS to make ensemble predictions do not spread enough. There is also more physical reasons: the stochastic parameterizations represent better the unpredictable aspects of the subgrid-scale dynamics. As an illustration, the fact that the GWs observed in situ in the low stratosphere are very intermittent [Hertzog *et al.*, 2008], justifies the introduction of stochastic effects in the non-orographic GW parameterizations done by Piani *et al.* [2004] and Eckermann [2011].

[3] In the work by Piani *et al.* [2004] the inclusion of stochastic effects is done on the Doppler spread parameterization of Hines [1997], which belongs to the GW schemes that treat globally and at each time an entire spectrum of GWs, a technique that aims to better take into account the nonlinear nature of the GWs breaking. They found that when the Hines [1997] parameterization is made stochastic, the model simulates better the QBO: the stochastic approaches

can also help to improve individual climate simulations. Eckermann [2011], introduced stochastic effects in the parameterization summarized by Garcia *et al.* [2007], and which is a “multiwave” parameterization, in the sense that it represents the GW field as the superposition of independent monochromatic GWs. The method used by Eckermann [2011] consists in treating only one GW at each “physical” time step, and by choosing its amplitude and spectral characteristics randomly. With this technique, the multiwaves schemes become more computationally efficient, a clear progress since these schemes need to take into account a large number of GWs.

[4] Nevertheless, the Eckermann [2011] approach has a conceptual defect. It considers that each GW acts during one model “physical” time step only, that is often less than one period of the GW considered, and certainly much less than the lifetime of GW packets. This undermines the time-Fourier analysis which is at the basis of the parameterization of non-orographic GWs. Eckermann [2011] also noticed that his method can have the more practical defect of producing grid-scale noise. Also, and may be because they were too expansive before being made stochastic the multiwave parameterizations have not been tested in the context of the simulation of the QBO. This is an important issue since the QBO dynamics involves critical levels interactions between GWs and the large-scale flow, and we know that this critical layer dynamics can necessitate a very good spectral resolution to be well solved [Martin and Lott, 2007].

[5] Since the late 1990’s, there have been many dedicated GCM simulations that produce QBO-type oscillations [see, Takahashi, 1999], and some climate models now routinely produces a realistic QBO [Scaife *et al.*, 2000; Giorgetta *et al.*, 2002]. According to these papers, two key factors are at least needed, namely a sufficiently good vertical resolution, and a parameterization of the non-orographic gravity waves supposedly triggered by convection. Accordingly, if we want others to adopt our proposed stochastic GW parameterization, a good motivation is the demonstration that it can help a GCM to simulate a QBO. On top of the QBO, it is also important to measure the impact of the GW parameterization on the resolved waves. One obvious reason is that these waves also contribute to the QBO dynamics [Holton and Lindzen, 1972], a second important reason is that the gravest among those waves, like the near 10 day Kelvin waves and the 4–5 day RGWs dominate the tropical variability of the stratosphere at the synoptic scales.

[6] The purpose of the present paper is to give a formalism that generalizes the stochastic method of Eckermann [2011], and in order that at each time step and at each place a multiwaves parameterization can represent a very large number of waves at a very low cost. We will then show that the parameterization we propose can help to produce a QBO,

¹Laboratoire de Météorologie Dynamique, Ecole Normale Supérieure, Paris, France.

and to improve the explicit simulation of the gravest equatorial waves.

2. General Formalism

[7] To build a non-orographic GW parameterization, we generally assume that the disturbances with horizontal scales below some subgrid scales Δx , Δy can not be explicitly solved by the model, and need to be parameterized. GW theory also indicates that these disturbances have life cycles which duration Δt can be around 1 day. This rough estimate is an approximate time scale measuring for instance the time of travel of a mid-frequency GW through the neutral atmosphere. This is also roughly the characteristic time scale of the peaks in GW drag measured during field experiments [Scavuzzo *et al.*, 1998]. Therefore, it seems a priori reasonable to represent the unresolved GWs at each grid point by a spectrum specified via a time versus horizontal space triple discrete Fourier series over the subgrid scale volume $\Delta x \Delta y \Delta t$. In reality however, none of these scales is well known: if Δx and Δy are eventually comparable to the model grid scales δx and δy , the temporal scale Δt can largely exceed the time step δt of the model. This, added to the uncertainties about the mesoscale dynamics that produces the waves, tell that a stochastic formalism is more adapted than pure Fourier series. We will therefore consider that at each time t the vertical velocity field can be represented by a sum of GWs w'_n ,

$$w' = \sum_{n=1}^{\infty} C_n w'_n, \quad (1)$$

where the C_n 's are normalization coefficients such that

$$\sum_{n=1}^{\infty} C_n^2 = 1. \quad (2)$$

Up to this point, this representation is very near the Fourier formalism, which can be recovered by choosing suitably the w'_n . Nevertheless, and for the reason mentioned before, we will partly chose them randomly.

[8] We will then assume that each of the w'_n 's are independent realizations so they can be treated independently one from the others. This last assumption is probably adapted when there are critical levels, since the linear dynamics predicts quite well what occurs near them. It is less adapted when the GWs break far from critical levels because this is a very nonlinear process. We will come back to this point in the conclusion. Once the realizations in (1) are considered independent, each C_n^2 can be viewed as the probability that the wave field is given by the GW w'_n . This generalizes the intermittency coefficient ϵ introduced by *Alexander and Dunkerton* [1999].

[9] In the following, we apply this formalism to a very simple multiwave parameterization. To specify the w'_n we actually consider monochromatic waves,

$$w'_n = \Re \left\{ \hat{w}_n(z) e^{z/2H} e^{i(k_n x + l_n y - \omega_n t)} \right\}, \quad (3)$$

where the wavenumbers k_n , l_n , and frequency ω_n are chosen randomly. In (3), $H = 7$ km is a middle atmosphere characteristic vertical scale and z is the log-pressure altitude $z = H \ln$

(P_r/P) , where $P_r = 1023$ mb. To evaluate \hat{w}_n , we will impose its amplitude randomly at a given launching altitude z_0 , $\hat{w}_n(z_0)$, and then iterate from one model level, z_1 , to the next, z_2 , by a WKB approximation,

$$\hat{w}(z_2) = \hat{w}(z_1) \sqrt{\frac{m(z_1)}{m(z_2)}} e^{-i \int_{z_1}^{z_2} (m(z) - i \frac{\mu m^3}{\rho}) dz}. \quad (4)$$

In (4), we have dropped the n -index for conciseness, m is a vertical wavenumber, and the minus sign in the exponential ensures that the wave propagates upward. Still in (4), we have also introduced explicitly a constant vertical viscosity μ acting on the GWs only. It controls the GW drag vertical distribution near the model top. Actually, the efficiency of the dissipative attenuation in (4) is related to the kinematic viscosity $\nu = \mu/\rho$: it increases rapidly with altitude since ρ is the density $\rho = \rho_r e^{z/2H}$ where, $\rho_r = 1 \text{ kg m}^{-3}$. We have also made the Hydrostatic approximation and we will take the WKB non-rotating approximation for m in the limit $H \rightarrow \infty$,

$$m = \frac{N \|\vec{k}\|}{\Omega}. \quad (5)$$

In (5), $\Omega = \omega - \vec{k} \cdot \vec{u}$ is the intrinsic frequency, \vec{u} the large-scale horizontal wind, and N the Brunt-Vaisala frequency. We then follow *Lindzen* [1981] and limit the prediction in (4) to amplitudes which do not exceed the breaking amplitude w_s ,

$$\|\hat{w}\| \leq \hat{w}_s = \frac{\Omega^2}{\|\vec{k}\| N} e^{-z/2H} S_c \frac{k^*}{\|\vec{k}\|} \quad (6)$$

or to $\hat{w} = 0$ when Ω changes sign to treat critical levels. In (6) the amplitude w_s is that beyond which the waves convectively overturn, and the term $k^*/\|\vec{k}\|$ on the right, is to take into account that each of the individual waves is not supposed to occupy the entire domain $\Delta x \Delta y$, but only a fraction of it. We consider that this fraction is related to the ratio between a minimum horizontal wavenumber (for instance $k^* \approx 1/\sqrt{\Delta x \Delta y}$), and the wave horizontal wavenumber amplitude $\|\vec{k}\|$. From the WKB expression (4) and the polarization relation between \hat{u} and \hat{w} (not shown) we can deduce the EP flux:

$$\vec{F}^z(k, l, \omega) = \Re \left\{ \rho_r \frac{\vec{u} \hat{w}^*}{2} \right\} = \rho_r \frac{\vec{k}}{2 \|\vec{k}\|^2} m(z) \|\hat{w}(z)\|^2. \quad (7)$$

It does not vary with altitude if we take for \hat{w} its WKB approximation in (4), but varies if we take the saturated value in (6). To treat a large number of waves at a given time t , we launch at each time step δt a finite number of waves M , and compute the tendencies due to them, $\rho^{-1} \partial_z \vec{F}_n^z$, where $n' = 1, M$. As they are independent realizations the averaged tendency they produce is the average of these M tendencies. We then redistribute this averaged tendency over the longer time scale Δt by first rescaling it by $\delta t/\Delta t$ and second by using a lag-one Auto Regressive (AR-1) relation between the GW tendencies at two successive time steps:

$$(\partial_t \vec{u})_w^{t+\delta t} = \frac{\delta t}{\Delta t} \sum_{n'=1}^M \frac{(\partial_z \vec{F}_n^z)^t}{M \rho} + \frac{\Delta t - \delta t}{\delta t} (\partial_t \vec{u})_w^t. \quad (8)$$

In other words, and at each time step, we promote M new waves by giving them the largest probability to represent the GW field, and degrade the probabilities of all the others by the multiplicative factor $(\Delta t - \delta t)/\Delta t$. If we express the cumulative sum underneath the AR-1 relation in (8), we recover the formalism for stochastic waves infinite superposition in (1) by taking

$$C_n^2 = \left(\frac{\Delta t - \delta t}{\Delta t} \right)^p \frac{\delta t}{M \Delta t}, \quad (9)$$

where p is the nearest integer that rounds $(n - 1)/M$ towards the left.

3. Implementation and Impact on the Zonal Mean Flow

[10] To test the parameterization in the context of the simulation of the QBO, we take the stratospheric version of the LMDz-GCM [Lott *et al.*, 2005] on its 1.875° by 3.75° horizontal grid and extent its vertical resolution from 50 levels up to 80 levels. In this new configuration, the model top is still near $z = 65$ km, but the vertical resolution is around 600 m between $z = 15$ km and $z = 35$ km, instead of being between 1 km and 2 km in Lott *et al.* [2005]. Note that the model version in the work by Lott *et al.* [2005] has the GW parameterization due to Hines [1997], and the orographic GW parameterization described by Lott [1999]. Both are left unchanged since they largely improve the model performances in the midlatitudes. Note that this 80 level version, do not simulate a QBO (not shown), but has a midlatitude climate which is very near that in Lott *et al.* [2005] (not shown).

[11] The fact that our model does not simulate a QBO can be due to the fact that the Hines [1997] GW scheme we use launches everywhere and at every time the same amount of waves: there is no enhanced GW fluxes in the regions where there is intense subgrid-scale convection, as often occurs in the tropics. For this reason, and also because we do not want to lose the benefits of prior tunings of the other GW schemes, we add to the model the stochastic GWs described in Section 2, but limit their influence to the tropical regions. More precisely, and for each GW introduced, the parameters are chosen randomly according to the following rules. First, the amplitude of the wave stress $\|\vec{F}^z\|$ is chosen randomly between 0 and $F_M^z = 10$ mPa and is imposed at the launching altitude $P = 800$ hPa. The GW flux is then limited to the equatorial regions by multiply it with a $\cos^8 \phi$ taper where ϕ is the latitude. Second, the horizontal wavenumber amplitude is chosen randomly between $k^* < \|\vec{k}\| < k_s$ with $k_s = 1 \text{ km}^{-1}$ and $k^* = 0.01 \text{ km}^{-1}$, and the phase velocity amplitude $C = \omega/k$ is chosen randomly between $C_m < |C| < C_M$, where $C_m = 1$ m/s and $C_M = 30$ m/s. In all these random choices, the probability to pick a particular value within the bounds given is constant. We also chose randomly the direction of propagation of the waves but impose $l = 0$. For the other parameters, we take $S_c = 0.75$, and launch $M = 8$ waves per grid points each physical time step $\delta t = 30$ mn. For this value of M , the stochastic GW scheme is as fast as the Hines [1997] scheme. We also take for the characteristic time scale of the life-cycle of the waves $\Delta t = 1$ day, which means that around $M \times \Delta t/\delta t \approx 400$ monochromatic waves contribute to the wave field each day

and at a given horizontal grid point. For the viscosity, we take $\mu/\rho_r = 0.15 \text{ km}^2 \text{ day}^{-1}$, and we verify that for this value the effect of μ on the GW tendency in the QBO region is quite small.

[12] The results for the zonal wind shown in Figure 1 are from an experiment which follows a spin-up period of 3 years where the gravity wave amplitude was slightly larger than $F_M^z = 10$ mPa and the QBO period around 18 months (not shown). We see that in the model, the QBO period rapidly established at 24 months, that is around 4 months faster than in observations. The simulated eastward winds of the QBO reach 15 m/s typically whereas the westward winds typically reach 30 m/s. This asymmetry is a typical feature of the observed QBO. Also, the descent of the eastward wind is more regular than that of the westward wind, again consistent with observations.

[13] In terms of zonal mean climatology, we have also verified that our scheme does not modify very substantially the zonal mean zonal wind and Temperature in the midlatitudes and polar regions (not shown). To evaluate the grid scale-noise production, we have proceeded to a time longitude spectral analysis of the tendency $(\partial_t \vec{u})_W^t$ stored during one month at each time step and at each place in the QBO region. We have then compared the spectra to the spectra obtained when the two parameters $M = 1$ and $\Delta t = \delta t$, that is when the scheme considers only one GWs per grid point each time step (as in the work of Eckermann [2011]). With $M = 1$ and $\Delta t = \delta t$ the spectrum of the GWs tendency has very substantial power near the zonal truncature $s = 48$ and the Nyquist frequency $2/\delta t$, respectively. This injection of variabilities by the GWs scheme at the smallest scales of the model is largely absent when $M = 8$, $\Delta t = 1$ day (not shown).

4. Impact on the Large-Scale Waves

[14] To evaluate the large-scale equatorial waves, we next follow the method described and applied to re-analysis data from Lott *et al.* [2009] and applied to model data from Maury *et al.* [2012]. For the RGWs, the method is based on the very simple theoretical fact that the meridional wind v at a given longitude is of uniform sign when the latitude varies. Therefore, a frequency versus zonal wavenumber spectral analysis of v , averaged between 10°S and 10°N (hereinafter $\langle v \rangle$), reveals the spectral domain where these waves make the largest contribution (not shown but see Lott *et al.* [2009, Figure 1c]). Typically and in the low stratosphere $z \approx 21$ km, the periods are around 4–6 days and the wavenumbers between $s = 2$ and $s = 10$.

[15] We then design a frequency-wavenumber band pass filter that largely bound the spectral domain of the RGWs. In the following, we take the filter for RGWs given by Lott *et al.* [2009, Figure 2] and applied it to all fields. We then use the filtered values of $\langle v \rangle$ and select the dates when its maximum amplitude as a function of longitude exceeds a given threshold. The threshold is chosen so that for each map, around one date every year is selected.

[16] The composite map built by averaging the filtered fields over the selected days are shown in Figure 2. The composite from the ERAI-reanalysis in Figure 2a is that of a characteristic RGWs packet, it corresponds to meridional velocities fluctuations of about 5 m/s and Temperature variations of about 0.5 K. Also the meridional wind is symmetric with respect to the equator, whereas the zonal

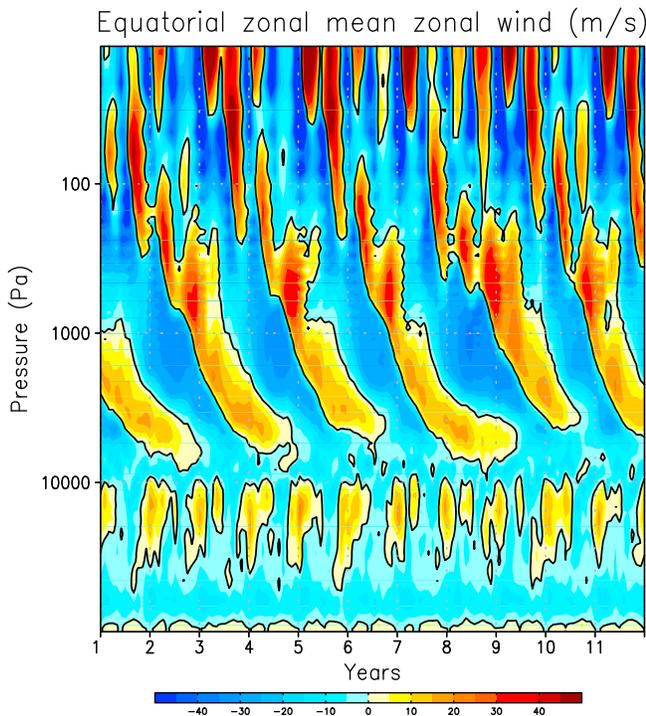


Figure 1. Zonal mean zonal wind averaged between 5S and 5 N, and from the LMDz-GCM with 80 vertical levels and with the stochastic GW parameterization.

wind and the Temperature fields are asymmetric, as expected from RGWs theory. It is important to recall here that our method to extract the RGWs, naturally select the dates when the QBO winds are positive in the low stratosphere (not shown but see *Lott et al.* [2009, Figure 5a]). In this circumstance the intrinsic phase speed of the waves is quite large in amplitude, since the large-scale RGWs have negative absolute phase speed, which tends to decrease their vertical wavenumber and hence their dissipation.

[17] In the model without the stochastic GWs in Figure 2b, the amplitude of the fields are smaller than in the reanalysis, and their equatorial symmetries are in good part lost. These errors are probably due to the fact that the zonal mean zonal wind is essentially westward in the model stratosphere and at all time (not shown). Hence, the RGWs in the model have an intrinsic phase speed which is much reduced in amplitude, which tends to increase the waves vertical wavenumber and their dissipation. With the stochastic GWs in Figure 2c, the RGWs are now much more realistic in amplitude. Also, the patterns of winds and Temperature have the expected symmetries with respect to the Equator. These improvements follow that during the dates selected to build the composite, the zonal mean zonal wind is predominantly positive at the equator (not shown) which favours the RGWs vertical propagation.

[18] A comparable analysis can be conducted for the large-scale Kelvin waves [see, *Maury et al.*, 2012]. We do not show the details here, because the results are that the GCM simulates well these Kelvin waves, and this quite independently of the stochastic GW parameterization (the Kelvin waves are as in the work by *Maury et al.* [2012]). This follows that these Kelvin waves propagate well when the zonal mean zonal wind is negative, a situation that is

systematic when there is no QBO in the model, and that occurs more than half of the time when there is a QBO (as is the case in the reanalysis data set and in the GCM with stochastic GWs).

5. Discussion

[19] To use multiwaves GW parameterization at a reasonable cost [*Eckermann*, 2011] has shown that we can launch one monochromatic GW at each time step and at each place, by choosing its properties randomly. As others, we believe that this stochastic approach also has fundamental justifications, so we have tried to improve it and test it for the case of the simulation of the tropical stratosphere.

[20] The *Eckermann* [2011] approach has one conceptual weakness. It considers one wave each time step, whereas GWs can have periods and life-cycle duration that lasts much longer than that. This weakness partly undermines the time-Fourier analysis underneath the parameterization of non-orographic gravity waves. Also, launching one different GW at each time step can force substantial grid scale noise,

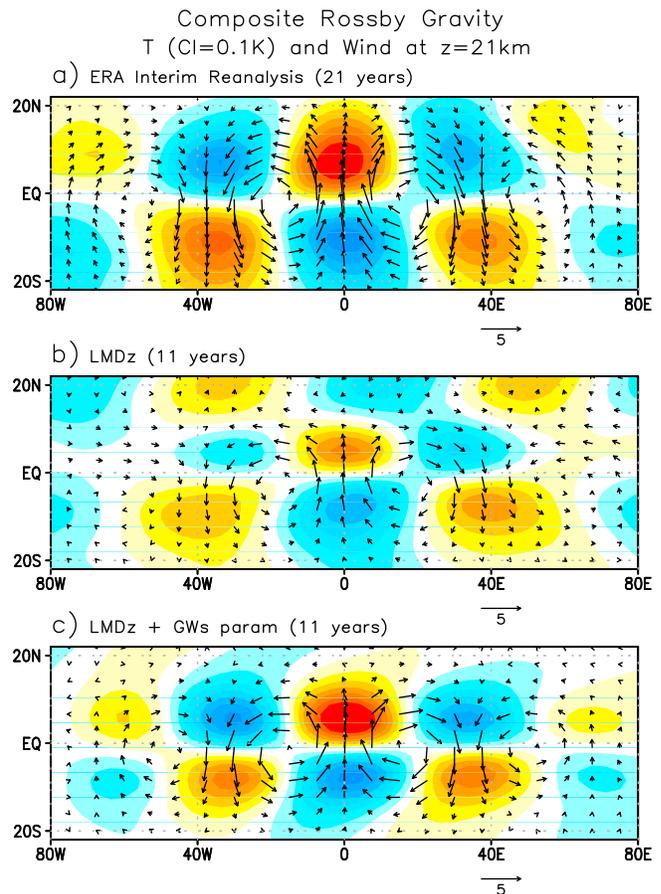


Figure 2. Composite maps of the gravest Rossby-Gravity waves packets reaching the altitude $z = 21$ km. (a) ERA-Interim for the period 1987–2007, 21 dates selected. (b) LMDz-GCM without the stochastic GWs, 11 dates selected out of 11 years of simulation. (c) LMDz-GCM with the stochastic GWs, 11 dates selected out of 11 years. For the Temperature fields, $CI = 0.1$ K, and the positive (negative) values are shown with warm (cold) colors. For the wind the arrows shown in each figures show the unit in m/s.

a defect that can become an issue if we want to look at GW effects at more regional scales. To circumvent these problems, we propose a formalism that permits to launch few monochromatic waves at each model time step δt , and to redistribute the tendencies due to these GWs over a much longer time scale (say Δt). This makes that at a given time, many different waves are acting together, which is clearly a benefit when it comes to the treatment of critical levels for instance. We have shown that a very simple multiwave parameterization build using these techniques, can be used on long integrations and in order to produce a QBO. We have also shown that the improvement on the zonal mean zonal wind also results in the improvement of the largest scale equatorial waves.

[21] The model configuration we have adopted, with the Hines [1997] scheme left unchanged and our new stochastic scheme applied in the tropical regions only is of course not entirely satisfactory. It is clear that in the near future we should extend the stochastic scheme to the midlatitudes regions, and tune it in order that it can also replace the Hines [1997] scheme.

[22] The major disadvantage of the multiwave schemes, compared to the globally spectral schemes [see, e.g., Hines, 1997; Warner and McIntyre, 1996] is that they treat breaking waves by waves, which somehow contradicts the nonlinear nature of this process. Nevertheless, we can also argue against the globally spectral schemes that the spectra they impose at each time step have to be viewed as the average over large ensembles of periodograms coming out of individual realizations. If we take into account that observations often show well defined wave packets [Hertzog et al., 2008], it is likely that in reality these periodograms are quite narrowbanded. As our stochastic parameterization potentially produced such narrowbanded periodograms, it could be interesting to test if the spectra they yield when we proceed to large ensemble means could converge toward those used in the globally spectral schemes.

[23] **Acknowledgments.** This work was supported by the FP7 EU-project EMBRACE (grant agreement 282672).

[24] The Editor and authors thank the two anonymous reviewers for their assistance in evaluating this paper.

References

- Alexander, M. J., and T. J. Dunkerton (1999), A spectral parameterization of mean-flow forcing due to breaking gravity waves, *J. Atmos. Sci.*, *56*, 4167–4182.
- Eckermann, S. D. (2011), Explicitly stochastic parameterization of nonorographic gravity wave drag, *J. Atmos. Sci.*, *68*, 1749–1765, doi:10.1175/2011JAS3684.1.
- Garcia, R. R., D. R. Marsh, D. E. Kinnison, B. A. Boville, and F. Sassi (2007), Simulation of secular trend in the middle atmosphere, 1950–2003, *J. Geophys. Res.*, *112*, D09301, doi:10.1029/2006JD007485.
- Giorgetta, M. A., E. Manzini, and E. Roeckner (2002), Forcing of the quasi-biennial oscillation from a broad spectrum of atmospheric waves, *Geophys. Res. Lett.*, *29*(8), 1245, doi:10.1029/2002GL014756.
- Hertzog, A., G. Boccara, R. A. Vincent, F. Vial, and P. Cocquerez (2008), Estimation of gravity wave momentum flux and phase speeds from quasi-Lagrangian stratospheric balloon flights. Part II: Results from the Vorcore campaign in Antarctica, *J. Atmos. Sci.*, *65*, 3056–3070, doi:10.1175/2008JAS2710.
- Hines, C. O. (1997), Doppler spread parameterization of gravity wave momentum deposition in the middle atmosphere. 2. Broad and quasi-monochromatic spectra and implementation, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, *59*, 387–400.
- Holton, J. R., and R. S. Lindzen (1972), An updated theory for the quasi-biennial cycle of the tropical stratosphere, *J. Atmos. Sci.*, *29*, 1076–1107.
- Lindzen, R. S. (1981), Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown, *J. Geophys. Res.*, *86*, 9707–9714.
- Lott, F. (1999), Alleviation of stationary biases in a GCM through a mountain drag parametrization scheme and a simple representation of mountain lift forces, *Mon. Weather Rev.*, *127*, 788–801.
- Lott, F., L. Fairhead, F. Hourdin, and P. Levan (2005), The stratospheric version of LMDz: Dynamical climatologies, Arctic Oscillation, and impact on the surface climate, *Clim. Dyn.*, *25*, 851–868, doi:10.1007/s00382-005-0064-x.
- Lott, F., J. Kuttippurath, and F. Vial (2009), A climatology of the gravest waves in the equatorial lower and middle stratosphere: Method and comparison between the ERA-40 re-analysis and the LMDz-GCM, *J. Atmos. Sci.*, *66*, 1327–1346, doi:10.1175/2008JAS2880.1.
- Martin, A., and F. Lott (2007), Synoptic responses to mountain gravity waves encountering directional critical levels, *J. Atmos. Sci.*, *64*, 828–848, doi:10.1175/JAS3873.1.
- Maury, P., F. Lott, L. Guez, and J.-P. Duvel (2012), Tropical variability and stratospheric equatorial waves in the IPSLCM5 model, *Clim. Dyn.*, doi:10.1007/s00382-011-1273-0.
- Palmer, T. N., G. J. Shutts, R. Hagedorn, F. J. Doblas-Reyes, T. Jung, and M. Leutbecher (2005), Representing model uncertainty in weather and climate prediction, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, *33*, 163–193, doi:10.1146/annurev.earth.33.092203.122552.
- Piani, C., W. A. Norton, and D. A. Stainforth (2004), Equatorial stratospheric response to variations in deterministic and stochastic gravity wave parameterizations, *J. Geophys. Res.*, *109*, D14101, doi:10.1029/2004JD004656.
- Scaife, A. A., N. Butchart, C. D. Warner, D. Stainforth, W. Norton, and J. Austin (2000), Realistic quasi-biennial oscillations in a simulation of the global climate, *Geophys. Res. Lett.*, *27*(21), 3481–3484, doi:10.1029/2000GL011625.
- Scavuzzo, M., C. Lamfri, H. Teitelbaum, and F. Lott (1998), A study of the low frequency inertio-gravity waves observed during PYREX, *J. Geophys. Res.*, *103*(D2) 1747–1758.
- Takahashi, M. (1999), Simulation of the quasi-biennial oscillation in a general circulation model, *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 1307–1310.
- Warner, C. D., and M. E. McIntyre (1996), On the propagation and dissipation of gravity wave spectra through a realistic middle atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, *53*, 3213–3235.

L. Guez, F. Lott, and P. Maury, Laboratoire de Météorologie Dynamique, Ecole Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, F-75331 Paris CEDEX 05, France. (guez@lmd.ens.fr; flott@lmd.ens.fr; pmaury@lmd.ens.fr)

Conclusion et Perspectives

Résumé

Lorsque j'ai commencé cette thèse, le modèle atmosphérique LMDz présentait une stratosphère assez bien résolue avec une variabilité des moyennes et hautes latitudes réaliste, alors que la stratosphère équatoriale n'était pas aussi bien représentée. En effet, (i) LMDz ne simulait pas la QBO, le premier mode de variabilité interannuelle et (ii) certains modes de la variabilité synoptique, comme les ondes de Rossby gravité, y étaient mal reproduits. J'ai donc cherché à comprendre pourquoi les ondes équatoriales sont mal, ou sous, estimées dans la stratosphère du modèle. Ainsi, nous avons évalué l'impact du schéma de convection sur ces ondes et trouvé que celui-ci affecte fortement le spectre des précipitations, mais qu'il semble au contraire avoir peu d'effet sur les ondes équatoriales dans la stratosphère (Chap. 3). Pour les ondes de Rossby gravité ce résultat n'est pas très surprenant puisque, sans la QBO, le modèle a un fort biais de vents zonal vers l'Ouest. Ce biais limite la propagation verticale de ces ondes et peut, par conséquent, masquer l'effet de la paramétrisation de la convection sur ces ondes. En revanche, cette même configuration permet aux ondes de Kelvin de se propager plus facilement, sans être dissipées, et donc d'être plus réalistes. Cependant, une analyse plus fine en terme d'action des ondes sur l'écoulement moyen nous amène à conclure qu'il y a également un déficit d'ondes de Kelvin dans la basse stratosphère du modèle. L'existence d'ondes de Kelvin dans la stratosphère du modèle devient même assez surprenante lorsque nous avons montré que (i) le modèle simule peu d'ondes équatoriales couplées à la convection dans la troposphère et que (ii) dans les données, ces ondes émettent un signal important d'ondes de grande échelle vers la stratosphère (Chap. 4). Nous nous sommes donc demandé (i) quelle est l'origine de ces ondes dans le modèle et (ii) si cette origine avait un certain degré de réalisme. En fait, il semble que dans le modèle les ondes de Kelvin stratosphériques résultent en partie d'un large spectre de perturbations convectives qui ne sont pas organisées à grande échelle, mais

il semble également que des sources hors équatoriales supplémentent les sources convectives. Pour revenir aux ondes de Rossby gravité, le filtrage dynamique n'explique qu'en partie la sous estimation de ces ondes dans la basse stratosphère, puisqu'elles sont tout à fait comparables aux ondes de Rossby gravité qui se propage dans un vent d'Est dans l'atmosphère réelle, alors que les ondes de Rossby gravité couplées à la convection sont quasiment inexistantes dans le modèle. Nous nous sommes donc interrogé sur l'origine de ces ondes dans le modèle ainsi que sur leur degré de réalisme. Nous avons alors mis en évidence la présence d'ondes de Rossby gravité dans la stratosphère réelle, dont les mécanismes d'excitation semblent provenir des latitudes hors équatoriales. Nous avons qualifié ce mécanisme de "recharge stratosphérique", et les ondes produites via ce phénomène sont tout à fait comparables à celles qui proviennent de la troposphère tropicale (Chap. 3).

Enfin, les travaux présentés au chapitre 3 témoignent que l'implémentation d'une paramétrisation stochastique des ondes de gravité permet d'améliorer considérablement la variabilité de la stratosphère équatoriale car elle permet au modèle de générer une QBO. Les régimes de vents d'Ouest stratosphériques, qui apparaissent durant certaines phases de la QBO, améliorent également la climatologie des ondes de Rossby gravité dans le modèle. Cependant, les ondes de Rossby gravité dans la stratosphère ne sont pas encore parfaitement représentées et comme pour les ondes de Kelvin ce biais peu provenir de l'absence d'ondes de Rossby gravité couplées à la convection.

Perspectives

Au chapitre 3 nous avons souligné que certaines ondes de Rossby gravité résultent d'une recharge stratosphérique. Or, la question sur l'origine de ces ondes n'est toujours pas claire, et l'évaluation du rôle des moyennes latitudes dans la présence de ces ondes est une piste qui peut nous aider à y répondre. De plus, la proportion d'ondes de Rossby gravité provenant du rechargement stratosphérique par rapport à celles d'origines troposphériques n'est pas connue. Ces questions prennent encore plus d'importance lorsque l'on considère la modélisation de la QBO par les GCMs.

Tout au long des chapitres 3 et 4, nous avons insisté sur les difficultés du modèle à produire un spectre des précipitations comparable aux observations, mettant ainsi en avant la capacité du modèle à simuler une convection réaliste organisée par les ondes équatoriales couplées à la convection. Ce sujet pointe indubitablement sur le problème du choix de la paramétrisation de la convection, une question centrale dans le contexte de la simulation du climat tropical, tant pour le réalisme de la troposphère équatoriale que pour celui de la stratosphère, comme il l'a été souligné régulièrement tout au long de ce manuscrit. En effet, au chapitre 4, nous montrons que les différentes phases de l'ENSO ont un impact sur la quantité d'ondes équatoriales de Kelvin dans la stratosphère du modèle de l'IPSL. Il serait très intéressant d'étendre cette étude à d'autres ondes équatoriales, mais également aux

modèles qui simulent l'ENSO et la QBO afin d'évaluer le lien entre ces deux oscillations.

Au chapitre 5 nous avons énoncé quelques perspectives importantes en vue d'améliorer l'implémentation du nouveau schéma de paramétrisation des ondes de gravité dans LMDz. Tout d'abord, nous avons vu que pour perfectionner la paramétrisation stochastique des ondes de gravité il faudrait (i) la relier aux sources convectives mais également (ii) étendre le schéma stochastique aux moyennes latitudes pour remplacer celui de Hines (1997a & b), ou bien appliquer le même formalisme stochastique aux spectres d'ondes traitées par le schéma de Hines (1997a & b). Il est également important de tester la résolution verticale de LMDz car la version sur 80 niveaux est numériquement assez couteuse . Toujours dans ce sens, l'évaluation de la résolution horizontale s'avère être également nécessaire.

Bibliographie

- Adler, R., Huffman, G. J., Chang, A., Ferraro, R., Xie, P.-P., Janowiak, J., Rudolf, B., Schneider, U., Curtis, S., Bolvin, D., Gruber, A., Susskind, J., Arkin, P., and Nelkin, E. : The Version 2 Global Precipitation Climatology Project (GPCP) Monthly Precipitation Analysis (1979-Present)., *J. Hydrometeor.*, 4, 1147–1167, 2003.
- Andrews, D. G., Holton, J. R., and Leovy, C. B. : Middle atmosphere dynamics, Harcourt Brace Jovanovich, 1987.
- Anstey, J. A., Shepherd, T. G., and Scinocca, J. F. : Influence of the Quasi-Biennial Oscillation on the Extratropical Winter Stratosphere in an Atmospheric General Circulation Model and in Reanalysis Data., *J. Atmos. Sci.*, 67, 1402–1419, 2010.
- Arkin, P. A. and Ardanuy, P. E. : Estimating Climatic-Scale Precipitation from Space : A Review, *J. Climate*, 2, 1229–1238, 1989.
- Baldwin, M. and Dunkerton, T. : Downward propagation of the Arctic Oscillation from the stratosphere to the troposphere., *J. Geophys. Res.*, 104, 30,937–30,946, 1999.
- Baldwin, M. P., Gray, L. J., Dunkerton, T. J., Hamilton, K., Haynes, P. H., Randel, W. J., Holton, J. R., Alexander, M. J., Hirota, I., Horinouchi, T., Jones, D. B. A., Kinnnersley, J. S., Marquardt, C., Sato, K., and Takahashi, M. : The Quasi-biennial oscillation., *Rev. Geophys.*, 39, 179–229, 2001.
- Barnett, T. P. : The interaction of multiple time scales in the tropical., *J. Climate*, 4, 269–285, 1992.
- Bony, S. and Emanuel, K. A. : A parameterization of the Cloudiness associated with the cumulus convection ; Evaluation using the TOGA COARS data., *J. Atmos. Sci.*, 58, 3158–3183, 2001.

- Booker, J. R. and Betherton, F. P. : The critical layer for internal gravity waves in a shear flow., *J. Fluid Mech.*, 27, 513–539, 1967.
- Boville, B. A. and Randell, W. R. : Equatorial waves in a stratospheric GCM : effects of vertical resolution., *J. Atmos. Sci.*, 49, 785–8001, 1992.
- Cagnazzo, C. and Manzini, E. : Impact of the stratosphere on the winter tropospheric teleconnections between ENSO and the North Atlantic and European Region., *J. Climate*, 22, 1223–1238, doi :10.1175/2008JCLI2549.1, 2009.
- Calvo, N., Giorgetta, M., Garcia-Herrera, R., and Manzini, E. : Nonlinearity of the combined warm ENSO and QBO effects on the Northern Hemisphere polar vortex in MAECHAM5 simulations., *J. Geophys. Res.-Atmos.*, 114, D13 109, doi :10.1029/2008JD01144, 2009.
- Charney, J. G. and Drazin, P. G. : Propagation of planetaryscale disturbances from the lower into the upper atmosphere., *J. Geophys. Res.*, 66, 83–109, 1961.
- Chiodi, A. and Harrison, D. : Characterizing Warm-ENSO variability in the Equatorial Pacific : an OLR perspective., *J. Climate*, 23, 2428–2439, 2010.
- Christiansen, B. : Downward propagation of zonal mean zonal wind anomalies from the stratosphere to the troposphere : Model and reanalysis., *J. Geophys. Res.*, 106, 27,307–27,322, 2001.
- Dee, D. P., Uppala, S. M., Simmons, A. J., Berrisford, P., Poli, P., Kobayashi, S., Andrae, U., Balmaseda, M. A., Balsamo, G., Bauer, P., Bechtold, P., Beljaars, A. C. M., van de Berg, L., Bidlot, J., Bormann, N., Delsol, C., Dragani, R., Fuentes, M., Geer, A. J., Haimberger, L., Healy, S. B., Hersbach, H., Hólm, E. V., Isaksen, L., Kållberg, P., Köhler, M., Matricardi, M., McNally, A. P., Monge-Sanz, B. M., Morcrette, J.-J., Park, B.-K., Peubey, C., de Rosnay, P., Tavolato, C., Thépaut, J.-N., and Vitart, F. : The ERA-Interim reanalysis : configuration and performance of the data assimilation system., *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 137, 553–597, doi :10.1002/qj.828, 2011.
- Douville, H. : Stratospheric polar vortex influence on Northern Hemisphere., *J. Geophys. Res.*, 36, L18 703, doi :10.1029/2009GL039334, 2009.
- Dufresne, J. and co authors : Overview of the IPSL-CM5 Earth System Model with an emphasis on model and forcing changes from CMIP3 to CMIP5., *Climate Dyn*, 00, 00, 2011.
- Dunkerton, T. J. : The role of gravity waves in the quasi-biennial oscillation., *J. Geophys. Res.*, 102, 26,053–26,076, 1997.
- Ebdon, R. and Veryard, R. G. : Fluctuation in equatorial stratospheric wind., *Nature*, 189, 791–793, 1961.

- Eckermann, S. D. : Explicitly stochastic Parameterization of nonorographic gravity wave drag., *J. Atmos. Sci.*, 68, 1749–1765, 2011.
- Eliassen, A. and Palm, E. : On the transfer of energy in stationary mountain waves., *Geophys. Publ.*, 22, 1–23, 1961.
- Emanuel, K. : A scheme for representing cumulus convection in large-scale models., *J. Atmos. Sci.*, 48, 2313–2335, 1991.
- Emanuel, K. : A cumulus representation based on the episodic mixing model : the importance of mixing and microphysics in predicting humidity., *AMS Meteorol Monogr*, 24, 1993.
- Ern, M. and Preuse, P. : Quantification of the contribution of equatorial Kelvin Waves to the QBO wind reversal in the stratosphere., *Geophys. Res. Lett.*, 36, L21 801, doi : 10.1029/2009GL040493, 2009.
- Ern, M., Preusse, P., Krebsbach, M., Mlynchak, M. G., and Russel, J. : Equatorial wave analysis from SABER and ECMWF temperatures., *Atmos. Chem. Phys.*, 8, 845–869, 2008.
- Fleming, E., Chandra, S., Bennett, J. J., and Corney, M. : Zonal mean temperature, pressure, zonal wind and geopotential height as a function of latitude., *Adv. Spa. Res.*, 10(12), 11–59, 1990.
- Fouquart, Y. and Bonnel, B. : Computations of solar heating of the earth's atmosphere : a new parameterization., *Contrib. Atmos. Phys.*, 53, 1980.
- Fraedrich, K. and Muller, K. : Climate anomalies in europe associated with ENSO extremes., *International Journal of Climatology*, 1, 25–31, 1992.
- Garcia, R. R., Marsh, D. R., Kinnison, D. E., Boville, B. A., and Sassy, F. : Simulation of secular trends in the middle atmosphere, 1950-2003., *J. Geophys. Res.*, 112, D09 301, doi : 10.1029/2006JD007485, 2007.
- Giorgetta, M. A., Manzini, E., and Roeckner, E. : Forcing of the quasi-biennial oscillation from a broad spectrum of atmospheric waves., *Geophys. Res. Lett.*, 29, 1245, doi : 10.1029/2002GL014756, 2002.
- Giorgetta, M. A., Manzini, E., Roeckner, E., Esch, M., and Bengtson, L. : Climatology and forcing of the quasi-biennial oscillation in the MAECHAM5 model., *J. Climate*, 19, 3882–3901, 2006.
- Goulet, L. and J.-P. Duvel, . : A new approach to detect and characterize intermittent atmospheric oscillations : Application to the intraseasonal oscillation., *J. Atmos. Sci.*, 57, 2397–2416, 2000.

- Gray, L. J. and Pyle, J. A. : A two-dimensional model of the quasi-biennial oscillation in ozone., *J. Atmos. Sci.*, 46, 203–220, 1989.
- Gray, W. M. and Jacobson, R. W. : Diurnal variation of deep cumulus convection., *Mon. Wea. Rev.*, 105, 1171–1188, 1977.
- Grimshaw, R. : Nonlinear internal gravity waves and their interaction., *J. Atmos. Sci.*, 32, 1779–1793, 1975.
- Hamming, R. : Kaiser windows and optimization., Prentice Hall Eds., *Digital Filters*, 185–207, 1983.
- Hardiman, S., Butchart, N., Haynes, P., and Hare, S. H. E. : A note on forced versus internal variability of the stratosphere., *Geophys. Res. Lett.*, 34, L12803, doi : 10.1029/2007GL029726, 2007.
- Hayashi, Y. : Space-timespectral analysis and its applications to atmospheric waves., *J. Meteor. Soc. Japan*, 60, 156–171, 1982.
- Hendon, H. and Wheeler, M. : Some space-time spectral analysis of tropical convection and planetary scale waves., *J. Atmos. Sci.*, 65, 2936–2948, 2008.
- Hertzog, A., Cocquerez, P., Basdevant, C., Boccara, G., Bordereau, J., Brioit, B., Cardonne, A., Guilbon, R., Ravissot, A., Schmitt, E., Valdivia, J. N., Venel, S., and Vial, F. : Stratéole Vorcore - Long duration, superpressure balloons to study the Antarctic stratosphere during the 2005 winter., *J. Ocean. Atmos. Tech.*, 24, 2048–2061, 2007.
- Hertzog, A., Boccara, G., Vincent, R. A., Vial, F., and Cocquerez, P. : Estimation of gravity wave momentum flux and phase speeds from quasi Lagrangian stratospheric balloon flights. Part II : Results from the Vorcore campaign in Antarctica., *J. Atmos. Sci.*, pp. 3056–3070, 2008.
- Hertzog, A., Alexander, M. J., and Plougonven, R. : On the intermittency of gravity-wave momentum flux in the stratosphere., *J. Atmos. Sci.*, doi :doi : 10.1175/JAS-D-12-09.1, 2012.
- Hines, C. O. : Doppler spread parameterization of gravity wave momentum deposit in the middle atmosphere. Part I : Basic formulation., *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, 59, 371–386, 1997a.
- Hines, C. O. : Doppler spread parameterization of gravity wave momentum deposit in the middle atmosphere. Part II : Broad and quasi monochromatic spectra, and implementation., *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, 59, 387–400, 1997b.

- Hirooka, T. and Hirota, I. : Normal mode Rossby waves observed in the upper stratosphere. Part II : Second antisymmetric and symmetric modes of zonal wavenumbers 1 and 2., *J. Atmos. Sci.*, 42, 536–548, 1985.
- Hirota, I. and Hirooka, T. : Normal mode Rossby waves observed in the upper stratosphere. Part I : First symmetric modes of zonal wavenumbers 1 and 2., *J. Atmos. Sci.*, 41, 1253–1267, 1984.
- Holton, J. : The dynamic meteorologie of the stratosphere and mesosphere., vol. 37, *Meteor. Monogr. Am. Meteorol. Soc*, 1975.
- Holton, J. and Lindzen, R. S. : An updated theory for the quasi-biennial cycle in the tropical stratosphere., *J. Atmos. Sci.*, 29, 1076–1080, 1972.
- Holton, J. and Tan, H. C. : The influence of the equatorial quasi-biennial oscillation on the global circulation at 50mb., *J. Atmos. Sci.*, 37, 2200–2208, 1980.
- Horinouchi, T., Pawson, S., Shibata, K., Manzini, E., Giorgetta, M., and Sassi, F. : Tropical cumulus convection and upward propagating waves in middle-atmospheric GCMs ., *J. Atmos. Sci.*, 60, 2765–2782, 2003.
- Hoskins, B., Hsu, H., and James, I. : Diagnostics of the global atmospheric circulation : based on ECMWF analyses 1979 - 1989., *Tech. rep., WRCP/WMO technical document 326 :217*, 1989.
- Hourdin, F., Musat, I., Bony, S., Braconnot, P., Codron, F., Dufresne, J.-L., Fairhead, L., Filiberti, M.-A., Friedlingstein, P., Grandpeix, J.-Y., Krinner, G., LeVan, P., Li, Z.-X., and Lott, F. : The LMDz4 general circulation model : Climate performance and sensitivity to parametrized physics with emphasis on tropical convection., *cd*, 27, 787–813, doi : 10.1007/s00382-006-0158-0, 2006.
- Hourdin, F., Foujols, M.-A., Codron, F., Guemas, V., Dufresne, J.-L., Bony, S., Denvil, S., L.Guez, Lott, F., Ghattas, J., Braconnot, P., Marti, O., and Meurdesoif, Y. : Climate and sensitivity of the IPSL-CM5A coupled model : impact of the LMDZ atmospheric grid configuration., *Climate Dyn*, 00, 00, 2011.
- Hourdin, F., Grandpeix, J.-Y., Rio, C., Bony, S., Jam, A., Cheruy, F., Rochetin, N., Fairhead, L., Idelkadi, A., Musat, I., Dufresne, J.-L., Lefebvre, M.-P., Lahellec, A., and Roehrig, R. : LMDZ5B : the atmospheric component of the IPSL climate model with revisited parameterizations for clouds and convection, *Climate Dyn*, pp. 1–30, doi :10.1007/s00382-012-1343-y, 2012.
- Jourdain, L., Bekki, S., Lott, F., and Lefèvre, F. : The coupled chemistry-climate model LMDz-REPROBUS : description and evaluation of a transient simulation of the period 1980–1999, *Ann. Geoph*, 26, 1391–1413, 2008.

- Kawatani, Y., Sato, K., Dunkerton, T., Watanabe, S., Miyahara, S., and Takahashi, M. : The roles of the equatorial trapped waves and inertia-gravity waves in driving the Quasi-Biennial Oscillation. Part I : zonal mean wave forcing., *J. Atmos. Sci.*, 67, 963–980, 2010.
- Kessler, W. : EOF representation of the Madden-Julian oscillation and its connection with ENSO., *J. Climate*, 14, 3055–3061, 2001.
- Leloup, J., Lengaigne, M., and Boulanger, J. : Twentieth century ENSO characteristics in the IPCC database., *Climate Dyn*, 30, 277–291, doi :10.1007/s00382-007-0284-3, 2008.
- Liebmann, B. and Smith, C. A. : Description of a Complete (Interpolated) Outgoing Longwave Radiation Dataset., *Bulletin of the American Meteorological Society*, 77, 1275–1277, 1996.
- Lindzen, R. S. : Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown., *J. Geophys. Res.*, 86, 9707–9714, 1981.
- Lindzen, R. S. : The Interaction of Waves and Convection in the Tropics., *J. Atmos. Sci.*, 60, 3009–3020, 2003.
- Lindzen, R. S. and Holton, J. R. : A theory of the Quasi biennial oscillation., *J. Atmos. Sci.*, 43, 3122–3136, 1968.
- Lindzen, R. S. and Matsuno, T. : On the nature of large scale wave disturbances in the equatorial lower stratosphere., *J. Met. Soc. Japan*, 46, 215–221, 1968.
- Lindzen, R. S. and Tsay, C.-Y. : Wave structure of the tropical stratosphere over the Marshall Island area during 1 April–1 July 1958., *J. Atmos. Sci.*, 32, 2008–2021, 1975.
- Longuet-Higgins, M. S. : The eigenfunctions of Laplace’s tidal equations over a sphere., *Philos. Trans. R. Soc London. Ser. A*, 262, 511–607, 1968.
- Lott, F. : Alleviation of stationary biases in a GCM through a mountain drag parameterization scheme and a simple representation of mountain lift forces., *Mon. Wea. Rev.*, 127, 788–801, 1999.
- Lott, F., Robertson, A., and Ghil, M. : Mountain torques and northern-hemisphere low-frequency variability. Part I : Hemispheric Aspects., *J. Atmos. Sci.*, 61, 1259–1271, 2004.
- Lott, F., Fairhead, L., Hourdin, F., and Levan, P. : The stratospheric version of LMDz : Dynamical Climatologies, Arctic Oscillation, and Impact on the Surface Climate., *cd*, 25, 851–868, doi :10.1007/s00382-005-0064-x, 2005.
- Lott, F., Kuttippurath, J., and Vial, F. : A Climatology of the Gravest Waves in the Equatorial Lower and Middle Stratosphere : Method and Results for the ERA-40 Re-Analysis and the LMDz GCM., *J. Atmos. Sci.*, 66, 1327–1346, doi :10.1175/2008, 2009.

- Lott, F., Guez, L., and Maury, P. : A stochastic parameterization of non-orographic gravity waves : Formalism and impact on the equatorial stratosphere., *Geophys. Res. Lett.*, 39, L06 807, doi :10.1029/2012GL05100, 2012.
- Madden, R. A. : Further evidence of traveling planetary waves., *J. Atmos. Sci.*, 35, 1605–1618, 1978.
- Manzini, E. and Hamilton, K. : Middle Atmospheric Traveling Waves Forced by Latent and Convective Heating., *J. Atmos. Sci.*, 50, 2180–2200, 1993.
- Manzini, E., McFarlane, N. A., and McLandress, C. : Impact of the Doppler spread parameterization on the simulation of the middle atmosphere circulation using the MA/ECHAM4 general circulation model., *J. Geophys. Res.*, 102, 25,751–25,762, 1997.
- Marti, O., Braconnot, P., Bellier, J., Benshila, R., Bony, S., Brockmann, P., Cadule, P., Caubel, A., Denvil, S., Dufresne, J.-L., Fairhead, L., Filiberti, M.-A., Foujols, M.-A., Friedlingstein, T. F. P., Goosse, H., Grandpeix, J.-Y., Hourdin, F., Krinner, G., Levy, C., Madec, G., Musat, I., de Noblet, N., Polcher, J., and Talandier, C. : The new IPSL climate system model : IPSL-CM4., *Notes du Pole de Modélisation de l'Institut Pierre Simon Laplace*, 26, 84p, ISSN 1288–1619, 2005.
- Maruyama, T. and Tsuneoka, Y. : Anomalously short duration of the easterly wind phase of the qbo at 50 hpa in 1987 and its relationship to an El-NINO event., *J. Meteor. Soc. Japan*, 66, 629–634, 1998.
- Matsuno, T. : Quasi-Geostrophic motions in the equatorial area., *J. Met. Soc. Japan*, 44, 25–43, 1966.
- Matthews, A. : Propagation mechanisms for the Madden-Julian Oscillation., *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 126, 2637–2652, 2000.
- Morcrette, J.-J., Smith, L., and Fouquart, Y. : Pressure and temperature dependence of the absorption in longwave radiation parameterizations., *Contrib. Atmos. Phys.*, 53, 455–469, 1986.
- Nikulin, G. and Lott, F. : On the time-scales of the downward propagation and of the tropospheric planetary wave response to the stratospheric circulation., *Ann. Geophys.*, 28, 339–351, 2010.
- Palmer, T. N., Shutts, G. J., Hagedorn, R., Doblas-Reyes, F. J., Jung, T., and Leutbecher, M. : Representing model uncertainty in weather and climate prediction., *Annu. Rev. Earth planet. Sci.*, 33, 163–193, 2005.

- Piani, C., Norton, W. A., and Stainforth, D. A. : Equatorial stratospheric response to variations in deterministic and stochastic gravity wave parameterizations., *J. Geophys. Res.*, 109, D14 101, doi :10.1029/2004JD004656, 2004.
- Pires, P., Redelsperger, J. L., and Lafore, J. P. : Equatorial atmospheric waves and their association to convection., *Mon. Wea. Rev.*, 127, 1167–1184, 1997.
- Plumb, R. : The Interaction of Two Internal Waves with the Mean Flow : Implications for the Theory of the Quasi-Biennial Oscillation., *J. Atmos. Sci.*, 34, 1847–1858, 1977.
- Plumb, R. and Bell, R. C. : A model of the quasi-biennial oscillation on an equatorial beta-plane., *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 108, 335–352, 1982.
- Plumb, R. A. and McEwan, A. D. : The instability of a forced standing wave in a viscous stratified fluid : A laboratory analogue of the quasi-biennial oscillation., *J. Atmos. Sci.*, 35, 1827–1839, 1978.
- Randel, W. J. and Wu, F. : Kelvin wave variability near the equatorial tropopause observed in GPS radio occultation measurements., *J. Geophys. Res.*, 110, D03 102, doi : 10.1029/2004JD005006, 2005.
- Randel, W. J., Wu, F., III, J. M. R., Roche, A., and Waters, J. : Seasonal cycles and QBO variations in stratospheric CH₄ and H₂O observed in UARS HALOE data., *J. Atmos. Sci.*, 55, 163–185, 1998.
- Reed, R., Campbell, W., Rasmussen, L. A., and Rogers, R. G. : Evivence of a downward propagating annual wind reversal in the equatorial stratosphere., *J. Geophys. Res.*, 66, 813–818, 1961.
- Ricciardulli, L. and Garcia, R. : The excitation of equatorial waves by deep convection in the NCAR Community Climate Model CCM3., *J. Atmos. Sci.*, 57, 3461–3487, 2000.
- Ropelewski, C. F. and Jones, P. D. : An Extension of the Tahiti-Darwin Southern Oscillation Index., *Mon. Wea. Rev.*, 115, 2161–2165, 1987.
- Rosenthal, S. : Some preliminary theoretical consideration of tropospheric wave motions in equatorial latitudes., *Mon. Wea. Rev.*, 93, 605–612, 1965.
- Salby, M. and Garcia, R. R. : Transient response to localized episodic heating in the tropics. Part I : Excitation and short-time near-field behavior., *J. Atmos. Sci.*, 44, 458–498, 1987.
- Salomon, S., Rosenlof, K. H., Portmann, R. W., Daniel, J. S., Davis, S. M., and Sanford, T. J. : Contributions of Stratospheric Water Vapor to Decadal Changes in the Rate of Global Warming., *Science*, 327, 1219–1223, 2010.

- Sassi, F., Kinnison, D., Boville, B., Garcia, R., and Robl, R. : Effect of El Nino-Southern Oscillation on the dynamical, thermal, and chemical structure of the middle atmosphere., *J. Geophys. Res.-Atmos.*, 109, D17 108, doi :10.1029/2003JD00443, 2004.
- Scaife, A. A., Butchart, N., Warner, C. D., Stainforth, D., Norton, W., and Austin, J. : Realistic quasi biennial oscillations in a simulation of the global climate., *Geophys. Res. Lett.*, 27(21), 3481–3484, doi :0.1029/2000GL011625, 2000.
- Shiotani, M. N., Gille, G., and Roche, A. E. : Kelvin waves in the equatorial lower stratosphere as revealed by cryogenic limb array etalon spectrometer temperature data., *J. Geophys. Res.*, 102, 26 131–26 140, 1997.
- Straub, K., Haertel, P., and Kiladis, G. : An analysis of convectively coupled Kelvin waves in 20 WCRP CMIP3 global coupled climate models., *J. Climate*, 23, 3031–3056, 2010.
- Taguchi, M. : Observed connection of the stratospheric quasi-biennial oscillation with El-Nino southern oscillation in radiosonde data., *J. Geophys. Res.*, 115, D18 120, doi : 10.1029/2010JD014325, 2010.
- Tiedtke, M. : A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large-scale models., *Mon. Wea. Rev.*, 117, 1779–1800, 1989.
- Wallace, J. M. and Gousky, V. E. : Observational evidence of Kelvin waves in the tropical stratosphere., *J. Atmos. Sci.*, 25, 900–907, 1968.
- Weare, B. C. : Madden-Julian Oscillation in the tropical stratosphere., *J. Geophys. Res.*, 115, D17 113, doi :10.1029/2009JD013748, 2010.
- Wheeler, M. and Kiladis, G. : Convectively coupled equatorial waves : Analysis of clouds and temperature in the wavenumber-frequency domain., *J. Atmos. Sci.*, 56, 374–399, 1999.
- Wheeler, M., Kiladis, G. N., and Webster, P. J. : Large-scale dynamical fields associated with convectively coupled equatorial waves., *J. Atmos. Sci.*, 57, 613–640, 2000.
- Wheeler, M., , and Hendon, H. H. : MJO-index : development of an index for monitoring and prediction., *Mon. Wea. Rev.*, 132, 1917–1932, 2004.
- Xavier, P. K., Duvel, J., Braconnot, P., and Doblus-Reyes, F. : An evaluation metric for inter-annual variability and its application to CMIP3 twentieth-century simulation., *J. Climate*, 23, 3497–3508, 2010.
- Yanai, M. and Maruyama, T. : Stratospheric wave disturbances propagating over the equatorial Pacific., *J. Met. Soc. Japan*, 44, 291–294, 1966.
- Yanai, M., Maruyama, T., Nitta, T., and Hayashi, Y. : Power spectra of large scale disturbances over the equatorial Pacific., *J. Met. Soc. Japan*, 46, 308–323, 1968.

Yang, G., Hoskins, B., and Slingo, J. : Convectively coupled Equatorial Waves. Part I : Horizontal and vertical structures., *J. Atmos. Sci.*, 64, 3406–3423, 2006.

Yang, G., Hoskins, B., and Slingo, J. : Equatorial waves in opposite QBO phases., *J. Atmos. Sci.*, 68, 839–862, doi :10.1175/2011JAS3514.1, 2011.